

Санкт - Петербургский
государственный университет
Физический факультет
Кафедра ядерной физики

В.Е.Бунаков, Л.В.Краснов

Нейтронная физика.

Санкт -Петербург

2011

Книга представляет учебник по курсу "Нейтронная физика" и предназначена для студентов ядерных специальностей ВУЗов.

Содержание

1 Введение.	4
2 Основные свойства нейтрона.	5
2.1 Открытие нейтрона.	5
2.2 Масса нейтрона.	5
2.3 Заряд нейтрона.	6
2.4 Бета-распад и время жизни нейтрона.	7
2.5 Магнитный момент нейтрона.	8
2.6 Спин нейтрона.	14
2.7 Электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона.	15
3 Методы регистрации нейтронов.	17
3.1 Метод ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов.	17
3.2 Метод ядерных расщеплений.	19
3.3 Борный счетчик.	20
3.4 Литиевые детекторы.	21
3.5 Продукты деления.	21
3.6 Метод радиоактивных индикаторов.	22
3.7 Кадмиеевое отношение.	24
4 Источники нейтронов.	25
4.1 Изотопные портативные источники.	25
4.2 Нейтронный генератор.	26
4.3 Реакция спонтанного деления.	28
4.4 Источники на базе ускорителей.	29
4.5 Ускорители протонов.	29
4.6 Электронные ускорители.	31
4.7 Ядерные реакторы.	33
4.8 Импульсный реактор.	35
5 Спектрометрия нейтронов по методу времени пролета.	35
6 Взаимодействие нейтронов с ядрами.	40
6.1 Нуклон-нуклонные взаимодействия и среднее поле ядра.	40
6.2 Одночастичные и многочастичные состояния нуклонов в ядре.	41
6.3 Упругое рассеяние нейтронов средним полем ядра.	44
6.4 Метод парциальных волн.	45
6.5 Одночастичные резонансы в потенциальном рассеянии.	48
6.6 Физический смысл потенциального резонанса.	51
6.7 Многочастичные резонансы.	55
6.8 Статистическая модель абсолютно—черного ядра.	56
6.9 Многочастичные резонансы и проблема квантового хаоса.	59
6.10 Силовая функция.	63
6.11 Экспериментальное определение нейтронной силовой функции.	64
6.12 Оптическая модель ядра с комплексным потенциалом.	67
6.13 Неупругие процессы и каналы реакции.	69

6.14 Деление ядер нейtronами.	71
6.15 Барьер деления.	73
6.16 Энерговыделение и вторичные нейтроны.	75
6.17 Цепная реакция деления.	75
6.18 Характеристики продуктов деления ядер.	76
7 Распространение протонов и нейtronов в средах.	79
7.1 Сечения реакций, происходящих с нейtronами в веществе.	81
7.2 Характеристики процесса упругого рассеяния нейtronов на ядрах.	83
7.3 Вычисление средней логарифмической потери энергии ξ	87
8 Поле нейtronов.	88
8.1 Поток, плотность и ток нейtronов.	88
8.2 Общее уравнение переноса нейtronов.	90
9 Уравнение диффузии для монохроматических нейtronов.	92
9.1 Решение уравнения диффузии.	95
10 Спектр замедляющихся нейtronов в бесконечной среде.	96
10.1 Замедление в водороде.	98
10.2 Замедление в средах с $A > 1$	100
11 Диффузионное уравнение с энергетической зависимостью и теория возраста.	102
11.1 Преобразование уравнения баланса к переменной летаргии.	103
11.2 Учет временной зависимости для процессов распространения нейtronов.	106
12 Характеристики процесса деления ядра. Цепная реакция.	108
13 Физические процессы, происходящие в ядерном реакторе.	111
13.1 Общие характеристики процессов.	111
13.2 Формула четырех сомножителей.	117
13.3 Конструкция ядерного реактора.	117
14 Критический размер реактора.	120
15 Вычисление критических размеров реактора.	123
16 Реактор с отражателем.	126
17 Кинетика ядерного реактора и роль запаздывающих нейtronов в ней.	130
18 Иодная яма.	137
19 Ядерное топливо.	141
20 Процессы изготовления ядерного топлива из урана.	146

21	Российские реакторы на тепловых нейтронах.	148
21.1	Канальный реактор	148
21.2	Корпусной реактор	155
22	Реакторы на быстрых нейтронах.	162
22.1	Реактор на бегущей волне.	169
23	Стратегия развития ядерной энергетики для XXI века.	172
24	Концепция реакторов четвертого поколения.	175
25	Термоядерный синтез.	179
25.1	Критерий Лоусона.	182
25.2	Техническая реализация термоядерных реакторов.	184
26	Литература.	190

1 Введение.

Курс предназначен для студентов 4 курса специализации "ядерная физика" бакалавриата физического факультета. Задача курса ознакомить студентов с основами физики нейтронов, а так же с теми физическими процессами, которые являются наиболее существенными при взаимодействии нейтронов с ядрами и веществом.

В курсе так же рассмотрены и прикладные вопросы, связанными с использованием нейтронов в ядерных энергетических реакторах. В задачу курса не входит детальное рассмотрение физики реакторов. Преследуется цель ознакомления студентов с основными физическими явлениями, происходящими в реакторах.

Объем курса рассчитан на 64 часа лекций. Так как авторы читали этот курс в объеме 32 часов, не все вопросы находили свое место в лекциях; некоторые вопросы излагались в меньшем объеме, часть тем изучалась студентами в ходе выполнения учебных работ в лаборатории по специальности.

2 Основные свойства нейтрона.

2.1 Открытие нейтрона.

После первых опытов Резерфорда по расщеплению ядер альфа-частицами началось систематическое изучение реакций (α, p) при помощи альфа-частиц естественных радиоактивных элементов. Оказалось, что большинство легких мишеней вплоть до калия действительно испускали протоны. Однако при бомбардировке мишени лития и бериллия протоны не обнаружили.

В 1930 году Боте и Беккер заметили, что в этих реакциях возникает излучение, которое поглощается в веществе в 2-3 раза слабее, чем гамма-лучи. Дальнейшие исследования показали, что это излучение может выбивать из парафина протоны отдачи. А в 1932 году Чэдвиг установил, что оно выбивает из вещества мишени не только протоны, но и целый ряд легких ядер, в частности, ядра азота ^{14}N . Замерив энергии и массы различных ядер отдачи, можно из законов сохранения оценить массу налетающей частицы. Пусть происходит лобовое столкновение с передачей максимальной энергии ядру отдачи. Тогда законы сохранения импульса и энергии имеют вид:

$$mv = mv' + MV \quad (2.1)$$

$$mv^2 = mv'^2 + MV^2 \quad (2.2)$$

Здесь m – масса нейтрона, v и v' – его скорости до и после столкновения, M и V – масса и скорость ядра отдачи.

Исключая из уравнений (2.1) и (2.2) v' , получаем

$$V = \frac{2m}{M+m}v \quad (2.3)$$

Измерив максимальную энергию (скорость) отдачи для двух типов ядер, получим

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_2+m}{M_1+m} \quad (2.4)$$

Чэдвиг измерил скорости ядер отдачи водорода и азота ($3.3 \cdot 10^9$ и $4.7 \cdot 10^8$ см/сек, соответственно) и получил

$$m = 1.15 \text{ а.е.м.}$$

то есть примерно массу протона.

2.2 Масса нейтрона.

Метод Чэдвига не позволяет оценить массу нейтрона с большой точностью. Более точную оценку можно получить из сравнений масс молекулярного водорода H_2 и дейтерия D . Запишем выражения для этих масс в энергетических единицах:

$$m_n + m_p = m_D + \varepsilon_D \quad (2.5)$$

$$2m_p = m_{H_2} \quad (2.6)$$

Здесь ε_D – энергия связи дейтрана, которую можно определить по энергии гамма-лучей из реакции $n + p = D + \gamma$

Вычитая (2.6) из (2.5), получим

$$(m_n - m_p) = \varepsilon_D - (m_{H_2} - m_D) \quad (2.7)$$

Разность $(m_{H_2} - m_D)$ можно с большой точностью определить на масс-спектрометре. В настоящее время приняты следующие значения:

$$m_n - m_p = 1.2933318 \pm 0.0000005 \text{ МэВ} = 0.0013884489 \pm 0.0000000005 \text{ а.е.м.} \quad (2.8)$$

$$m_n = 939.56533 \pm 0.00004 \text{ МэВ} = 1.00866491578 \pm 0.00000000055 \text{ а.е.м.} \quad (2.9)$$

2.3 Заряд нейтрона.

Уже первые эксперименты по измерению ионизирующей способности нейтрона показали, что его заряд q_n не превышает 10^{-3} е (заряда электрона). Более точные измерения заряда нейтрона проводились с помощью измерения отклонения коллимированного пучка нейтронов в электрическом поле (см. рис. 2.1).

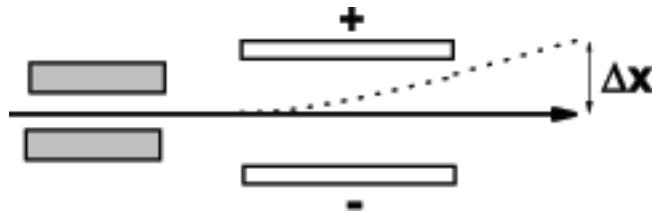


Рис. 2.1. Схема эксперимента по определению электрического заряда нейтрона.

Если нейtron обладает зарядом q_n , то в электрическом поле напряженностью E на него действует сила F , отклоняющая его траекторию от прямолинейной:

$$F = q_n E = ma$$

и придающая ему ускорение

$$a = \frac{q_n E}{m}$$

Время пролета нейтрона в электрическом поле определяется его скоростью v и длиной траектории L :

$$t = \frac{L}{v}$$

Отклонение Δx , вызванное полем, равно

$$\Delta x = \frac{at^2}{2} = \frac{q_n E}{2m} \cdot \frac{L^2}{v^2}$$

С помощью таких измерений удалось установить верхний предел на заряд нейтрона

$$q_n < 1.3 \cdot 10^{-13} e \quad (2.10)$$

Еще более точно измеряют заряд нейтрона в экспериментах по двойному отражению пучка медленных нейтронов от идеальных кристаллов (см. рис.2.2).

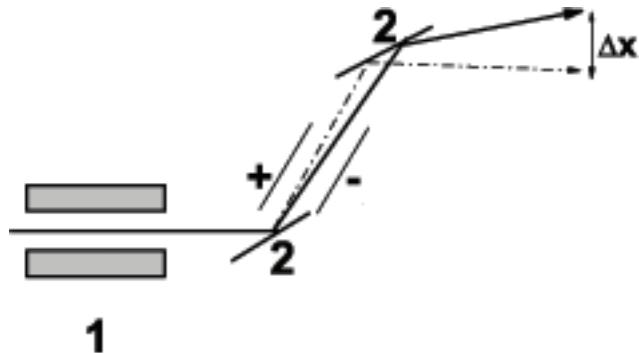


Рис. 2.2. Схема эксперимента по определении электрического заряда нейтрона. 1 - коллиматор, 2 - кристаллы.

Точность измерения углов отражения в таких экспериментах превышает 10^{-3} угловых секунд. В таких измерениях получен принятый в настоящее время результат:

$$q_n = (-0.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-21} e \quad (2.11)$$

2.4 Бета-распад и время жизни нейтрона.

Поскольку масса нейтрона превышает массу протона, то энергетически возможен его распад на протон, электрон и антинейтрино:



Распад этот обусловлен слабым взаимодействием и происходит по закону:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.13)$$

Величина $\tau_n = 1/\lambda$ называется временем жизни нейтрона. Измерение этой величины с большой точностью очень важно по многим причинам. Во-первых, она позволяет определить константу слабого взаимодействия для легких夸克ов, из которых состоит нейтрон. Во-вторых она важна для астрофизики, так как позволяет определять структуру нейтронных звезд и скорость конверсии водорода в звездах. Измерение угловых корреляций в распаде (2.12) позволяет определить отношение аксиально-векторной константы слабого взаимодействия G_A к векторной константе G_V , определяющее свойства слабого взаимодействия. Все эти измерения позволяют подтвердить и уточнить принятую в настоящее время теорию электрослабых взаимодействий в физике элементарных частиц.

В случае ядерного бета-распада все эти величины “маскируются” влиянием структуры и свойств распадающегося ядра. Например, периоды бета-распада ядер варьируются в очень широких пределах. Для стабильных ядер они равны бесконечности, поскольку массы дочерних ядер (отличающихся от материнских заменой нейтрона

на протон) оказываются больше массы материнских благодаря свойствам сильных взаимодействий между нуклонами ядра.

Долгое время основная идея измерения величины τ_n состояла в том, что пучок нейтронов пропускался через определенный объем в вакууме и измерялась скорость распада

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (2.14)$$

Для этого измерялась эмиссия продуктов распада (электронов и протонов) из выделенного объема. Число испущенных продуктов пропорционально величине

$$\Delta N = N \cdot \Delta t \cdot \lambda = N \frac{L}{v} \lambda \quad , \quad (2.15)$$

где N —число нейтронов в пучке, L —характерные размеры объема, а v —скорость нейтронов пучка. Из этого выражения видно, что для более точного измерения λ нам нужны мощные пучки, большие объемы и малые скорости нейтронов. Развитие экспериментальной техники пошло по пути уменьшения скорости нейтронов. Как только экспериментаторам стали доступны источники самых медленных “ультрахолодных” нейтронов (УХН) со скоростями порядка нескольких метров в секунду (сравнимыми со скоростью ветра в ежедневных метеосводках!) и энергиями порядка 10^{-7} эВ, во всех экспериментах по измерению времени жизни нейтрона стали использовать именно их.

В современных экспериментах УХН используются в сочетании с методом, предложенным Зельдовичем еще в 1959 году. Благодаря своей огромной (порядка 1000\AA) длине волны УХН взаимодействуют с веществом подобно световым волнам и испытывают полное внутреннее отражение от стенок сосудов из различных материалов (например, бериллия). Малые скорости делают их также чувствительными к гравитационному полю Земли. Поэтому можно “наливать” УХН в сосуд—гравитационную ловушку и измерять скорость уменьшения числа нейтронов в ловушке за счет их бета-распада.

Именно таким путем и была получена принятая в настоящее время оценка

$$\tau_n = (885.0 \pm 0.8) \text{ с} \quad (2.16)$$

2.5 Магнитный момент нейтрона.

Экспериментальные измерения магнитного момента нейтрона μ производятся с помощью разновидностей магнитно-резонансного метода Раби (см. рис. 2.3).

Коллимированный пучок нейтронов вначале пропускают через неоднородное магнитное поле A , где на него действует сила

$$F_A = \mu_z \left. \frac{\partial H}{\partial z} \right|_A$$

В этом поле нейтроны двигаются по криволинейной траектории и проходят через диафрагму S . После этого пучок попадает в неоднородное магнитное поле B с градиентом неоднородности $\frac{\partial H}{\partial z}$, направленным в противоположную сторону, где на него действует сила

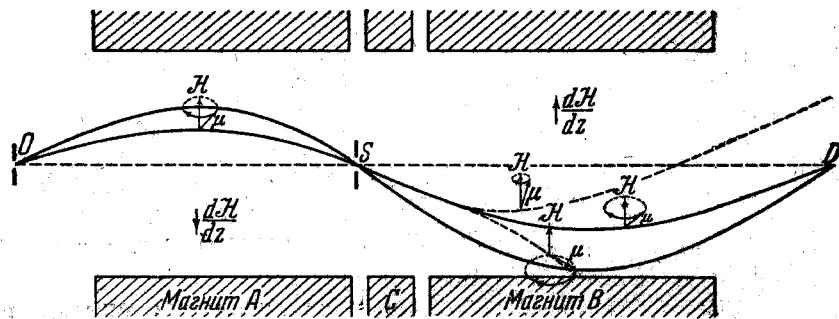


Рис. 2.3.

$$F_B = -\mu_z \left. \frac{\partial H}{\partial z} \right|_B$$

Поле B подбирается так, чтобы оно в точности компенсировало отклонение пучка, создаваемое полем A . При этом детектор D при включенных полях будет регистрировать ту же интенсивность пучка, что и при отсутствии полей.

Между магнитами A и B помещен третий магнит C , создающий сильное однородное магнитное поле напряженности H_0 , в котором магнитные моменты нейtronов прецессируют с лармовой частотой

$$\omega_0 = \frac{\mu H_0}{S} \quad (2.17)$$

вокруг вектора \vec{H}_0 . Здесь S -угловой момент (спин) нейтрона. Наложим теперь перпендикулярно \vec{H}_0 слабое переменное магнитное поле \vec{H}_1 , вращающееся с частотой ω_1 в плоскости, перпендикулярной \vec{H}_0 (см. рис. 2.4).

Когда $\omega_1 = \omega_0$, величина μ_z будет сильно меняться. Действительно, в системе, вращающейся вместе с полем \vec{H}_1 , на магнитный момент будет действовать сила Лармора, стремящаяся изменить угол между векторами $\vec{\mu}$ и \vec{H}_0 . Когда $\omega_1 \neq \omega_0$ вектор $\vec{\mu}$ будет “дергаться” в разные стороны, поскольку фазы двух лармовых прецессий будут все время меняться. Если же $\omega_1 = \omega_0$, то эффект поворота $\vec{\mu}$ будет все время накапливаться. При этом величина μ_z в области B уже не будет совпадать с μ_z в области A и пучок не попадет в детектор.

На практике переменное поле не вращается, а колеблется с частотой ω_1 (радиокатушка). Такое колебание можно разложить на сумму двух полей, вращающихся в противоположные стороны. При этом поле, вращающееся в сторону прецессии ω_0 , будет “опрокидывать” вектор $\vec{\mu}$. А поле, вращающееся в противоположную сторону в среднем не создаст отклонений, т.к. в одну половину периода оно будет поворачивать вектор $\vec{\mu}$ в одну сторону, а в другую половину периода — в противоположную.

На практике предпочитают менять не частоту ω_1 , а величину поля H_0 , т.е. связанную с ним (см. (2.17)) частоту ω_0 .

Если изменять величину H_0 и построить зависимость интенсивности пучка в детекторе от этой величины, то мы получим кривую (см. рис. 2.5) с характерным провалом при

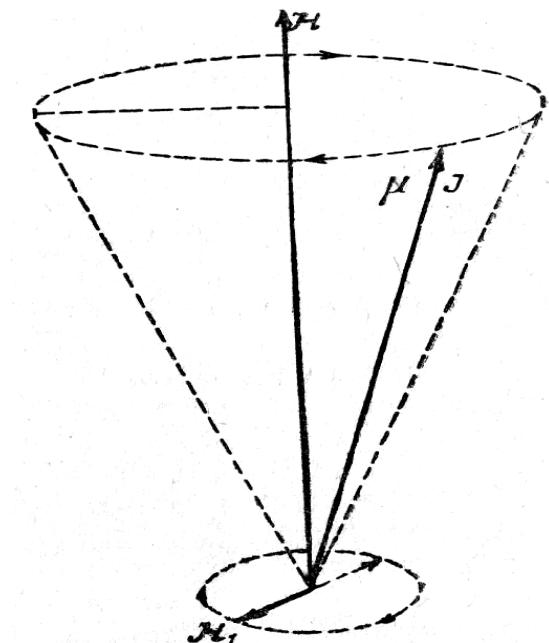
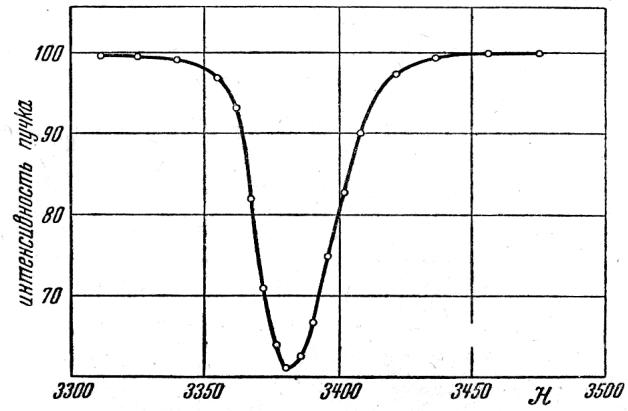


Рис. 2.4.

Рис. 2.5. Зависимость интенсивности пучка в детекторе от H .

$$H_0 = \frac{\omega_1 S}{\mu} \quad (2.18)$$

Отсюда получаем значение

$$\mu_n = \frac{\omega_1 S}{H_0} = \frac{\hbar \omega_1}{2H_0} \quad (2.19)$$

Пока что для простоты мы пользовались описанием, пригодным для классического углового момента, проекция которого на выделенную ось может принимать любые значения. В квантовой механике спин нейтрона может принимать лишь два значения проекции $S_z = \pm \frac{1}{2}\hbar$ и, казалось бы, понятие непрерывного вращения вектора спина неприменимо. Нейtron с магнитным моментом μ_n просто изменяет в магнитном поле свою энергию E на величину $\pm \mu_n H_0$ (два магнитных подуровня) в зависимости от ориентации магнитного момента по или против направления поля. Покажем, однако, что значения спина, усредненные по ансамблю многих нейтронов ведут себя как классический угловой момент.

В квантовой механике операторы проекции спина \hat{s}_i выражаются через матрицы Паули σ_i :

$$\hat{s}_i = \frac{\hbar}{2} \sigma_i, \quad (2.20)$$

где

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Собственными функциями оператора \hat{s}_z являются спиноры $\chi_{1/2,1/2}$ и $\chi_{1/2,-1/2}$:

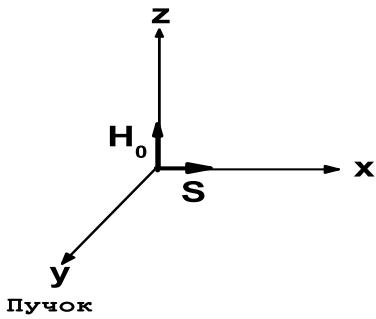


Рис. 2.6.

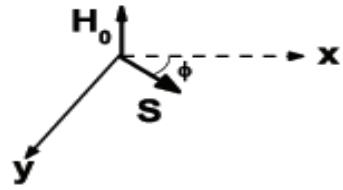


Рис. 2.7.

$$\sigma_z \chi_{1/2, \pm 1/2} = \pm \chi_{1/2, \pm 1/2}, \quad (2.22)$$

которые можно записать в виде столбцов:

$$\chi_{1/2, 1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ и } \chi_{1/2, -1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Для упрощения записи мы будем пользоваться обозначениями χ_+ и χ_- , соответственно.

Пусть у нас однородное поле \vec{H}_0 направлено по оси z , спины нейтронов в начальный момент времени направлены по оси x , а пучок нейтронов движется по оси y с начальным условием $y = 0$ (см. рис.2.6).

Чтобы создать такие начальные условия, мы должны построить начальную спиновую функцию $\chi(0)$ из функций χ_+ и χ_-

$$\chi(0) = c_1 \chi_+ + c_2 \chi_- \quad (2.24)$$

так, чтобы получить среднее значение

$$\langle \chi(0) | \hat{\sigma}_x | \chi(0) \rangle = 1 \quad (2.25)$$

Используя выражения (21) и (2.22) для оператора $\hat{\sigma}_x$ и функций χ_+ и χ_- , получим

$$\langle \chi(0) | \hat{\sigma}_x | \chi(0) \rangle = 2c_1 c_2 = 1 \quad (2.26)$$

Добавив условие нормировки

$$\langle \chi(0) | \chi(0) \rangle = c_1^2 + c_2^2 = 1,$$

найдем

$$c_1 = c_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.27)$$

Координатная часть волновой функции движения нейтрона по оси y в магнитном поле H_0 определяется уравнением

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \varphi_{\pm} = -k_{\pm}^2 \varphi_{\pm} , \quad (2.28)$$

где волновые вектора

$$k_{\pm}^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E \pm \mu_n H_0) \quad (2.29)$$

а волновые функции $\varphi_{\pm}(y)$ в точке $y = vt$ внутри поля H_0 будут

$$\varphi_{\pm}(y) = \exp\{ik_{\pm}y\} \quad (2.30)$$

Теперь полная координатно-спиновая функция примет вид:

$$\psi(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_+ e^{ik_+ y} + \chi_- e^{ik_- y}) \quad (2.31)$$

Введем обозначение $\Delta k = \frac{k_+ - k_-}{2}$ и запишем (2.30) в виде:

$$\psi(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{iky} (\chi_+ e^{i\Delta ky} + \chi_- e^{-i\Delta ky}) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{iky} \begin{pmatrix} e^{i\Delta ky} \\ e^{-i\Delta ky} \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} e^{iky} \chi(y) \quad (2.32)$$

Найдем теперь средние значения проекций спина в точке y :

$$\langle \psi(y) | \hat{\sigma}_x | \psi(y) \rangle = \frac{1}{2} (e^{-2i\Delta ky} + e^{2i\Delta ky}) = \cos 2\Delta ky \quad (2.33)$$

$$\langle \psi(y) | \hat{\sigma}_y | \psi(y) \rangle = \frac{1}{2i} (e^{2i\Delta ky} - e^{-2i\Delta ky}) = \sin 2\Delta ky \quad (2.34)$$

$$\langle \psi(y) | \hat{\sigma}_z | \psi(y) \rangle = 0 \quad (2.35)$$

Видно, что при перемещении из точки $y = 0$ в точку $y = vt$ произошел поворот среднего значения спина в плоскости (xy) , перпендикулярной вектору поля H_0 на угол (см. рис.2.7)

$$\phi = 2\Delta ky = 2\Delta kvt \quad (2.36)$$

Угловая частота этой прецессии спина

$$\omega = \frac{\partial \phi}{\partial t} = 2\Delta k v \quad (2.37)$$

Из формулы (2.28) следует, что

$$k_{\pm} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E \left(1 \pm \frac{\mu_n H_0}{E} \right)} \approx k \left(1 \pm \frac{\mu_n H_0}{2E} \right) \quad (2.38)$$

Следовательно

$$\Delta k = \frac{k \mu_n H_0}{2E}$$

и частота прецессии спина

$$\omega = \frac{k\mu_n H_0}{E} \frac{\hbar k}{m} = \frac{2}{\hbar} \mu_n H_0 = \frac{\Delta E}{\hbar} \quad (2.39)$$

Здесь $\Delta E = 2\mu_n H_0$ – энергия расщепления магнитных подуровней в поле H_0 .

Возвращаясь к опыту Раби, заметим, что неоднородные магнитные поля A и B и диафрагма C служили для отбора траекторий нейронов с фиксированным направлением среднего спина и связанного с ним магнитного момента. Теперь, когда экспериментаторам доступны мощные пучки поляризованных нейтронов, используют другую схему экспериментов (см. рис. 2.8). Неоднородное поле A заменяют поляризатором нейтронов, из которого выходит пучок с фиксированным направлением спина (и магнитного момента). Поле B заменяют анализатором, пропускающим в детектор только нейтроны с начальной поляризацией. В промежутке между ними стоит, как и в опыте Раби, магнит – источник постоянного поля H_0 и радиочастотная катушка – источник скрещенного переменного поля $H_1 \cos \omega_1 t$. Изменяя величину H_0 , определяют резонансные условия переворота спина, когда через анализатор ничего не проходит, и находят значение магнитного момента нейтрона

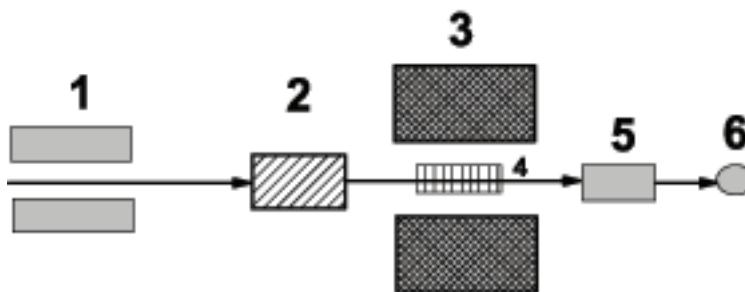


Рис. 2.8. Модифицированная схема опыта Раби. 1 - коллиматор, 2 - поляризатор, 3 - магнит, 4 - радиочастотная катушка, 5 - анализатор, 6 - детектор.

$$\mu_n = \frac{\omega_1 \hbar}{2H_0}$$

Таким путем была найдена величина

$$\mu_n = (-1.9130427 \pm 0.0000005)\mu_N \quad (2.40)$$

Здесь знак минус означает, что магнитный момент и спин направлены в противоположные стороны. Величина μ_N называется ядерным магнетоном. Из уравнений Дирака следует, что любая элементарная частица с зарядом e , массой m и спином $1/2$ должна обладать магнитным моментом

$$\mu = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (2.41)$$

Для массы электрона эта величина совпадает с магнетоном Бора, а для массы протона называется ядерным магнетоном

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} \quad (2.42)$$

Поэтому в теории Дирака магнитный момент протона должен равняться одному ядерному магнетону, а у незаряженного нейтрона—нулю. Однако экспериментально измеренные значения оказываются совсем другими. Величина магнитного момента нейтрона указана выше, а для протона

$$\mu_p = 2.8\mu_N \quad (2.43)$$

Отличие магнитного момента от дираковского называется аномальным магнитным моментом. Очевидно, что весь магнитный момент нейтрона является аномальным. Аномальный момент протона μ'_p имеет примерно ту же величину, но обратный знак ($\mu'_p = +1.8\mu_N$).

Все это свидетельствует о сложной структуре нуклонов. Мезонная теория ядерных сил говорит, что нуклоны непрерывно испускают и поглощают “виртуальные” мезоны (см. рис. 2.9) и потому окружены мезонным облаком. Такая сложная система зарядов уже не является элементарной частицей и не описывается уравнением Дирака. В современной квантовой хромодинамике (КХД) считается, что нейтроны и протоны состоят из частиц-кварков двух типов, u (up) и d (down) с дробными зарядами $e_u = 2/3e$, $e_d = -1/3e$ и спинами $1/2$. Каждый нуклон состоит из трех кварков. Поэтому нейтрон имеет структуру (u, d, d) с суммарным зарядом 0, а протон — структуру (u, u, d) с суммарным зарядом e . Предполагается, что спины двух одинаковых кварков в нуклоне складываются в суммарный спин 1 и, вместе с противоположно направленным спином третьего кварка дают полный спин нуклона. Пользуясь правилами сложения угловых моментов в квантовой механике и предполагая, что магнитные моменты кварков пропорциональны их зарядам

$$\mu_d = -\frac{1}{3}\mu, \quad \mu_u = \frac{2}{3}\mu,$$

можно получить отношение магнитных моментов нейтрона и протона:

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -\frac{2}{3} \approx -0.67 \quad (2.44)$$

Это очень близко к отношению экспериментальных значений

$$\left. \frac{\mu_n}{\mu_p} \right|_{\text{exp}} = -0.68 \quad (2.45)$$

Этот пример показывает, как экспериментальные данные о свойствах нейтрона связаны с современными фундаментальными теориями элементарных частиц.

2.6 Спин нейтрона.

Спин нейтрона в единицах \hbar равен $1/2$.

Существует несколько косвенных методов его определения. Например, спин дейтрона равен 1, спин протона — $1/2$, а орбитальный момент дейтрона равен нулю.

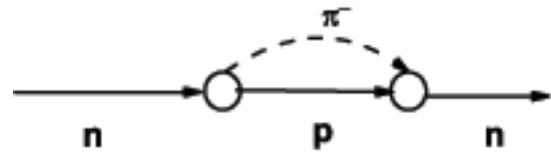


Рис. 2.9.

Поэтому спин нейтрона может быть либо $1/2$, если спины нейтрона и протона параллельны, либо $3/2$, если они антипараллельны. Но магнитный момент дейтрана $\mu_d \approx 0.9\mu_N$, т.е. примерно равен сумме магнитных моментов протона и нейтрона. Следовательно, их спины параллельны и спин нейтрона равен $1/2$.

Сейчас уже существуют и прямые эксперименты по определению спина нейтрона. Если в опыте Штерна-Герлаха использовать неоднородное магнитное поле с градиентом $\frac{\partial H}{\partial z} \approx 10 \text{ кэ/мм}$, то неполяризованный пучок нейтронов расщепляется в нем на 2 компоненты, соответствующие направлениям спина по и против градиента поля. Значит, проекция спина нейтрона на выделенную ось может принимать 2 значения, а это возможно только для спина $1/2$.

2.7 Электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона.

Проблема существования ЭДМ нейтрона тесно связана со свойствами симметрии процессов с участием элементарных частиц. В настоящее время особый интерес вызывает их инвариантность (или ее нарушение) по отношению к преобразованиям инверсии заряда C , пространственной инверсии P и инверсии времени T .

Операция C меняет частицу на античастицу. При этом ее заряд Q (электрический, барионный, лептонный) меняет свой знак: $Q \rightarrow -Q$.

При пространственной инверсии P происходит изменение знака пространственных координат: $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. При этом меняет знак и импульс, так как

$$\vec{p} = m \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \rightarrow m \left(-\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \right) = -\vec{p}$$

Угловой момент \vec{L} знака не меняет, поскольку

$$\vec{L} = [\vec{p} \times \vec{r}] \rightarrow [(-\vec{p}) \times (-\vec{r})] = \vec{L}$$

Разумеется, знак спина также остается неизменным.

При инверсии времени происходит замена $t \rightarrow -t$. Это приводит к изменению знаков импульсов, угловых моментов и спинов.

ЭДМ частицы связан с плотностью ее заряда соотношением:

$$\vec{d} = \int \vec{r} \rho_{\text{зар}}(\vec{r}) d^3 r \quad (2.46)$$

и имеет размерность $e \cdot \vec{r}$. Поэтому при пространственной инверсии он должен изменить знак: $\vec{d} \rightarrow -\vec{d}$. Сохранить инвариантность по отношению к пространственной инверсии P можно только в случае $\vec{d} = 0$. Следовательно, отличный от нуля ЭДМ элементарной частицы означает нарушение P -инвариантности.

Наличие ЭДМ приводит к добавочной энергии взаимодействия частицы с электрическим полем E :

$$W_d = -(\vec{d} \cdot \vec{E}) \quad (2.47)$$

Единственным выделенным направлением, связанным с элементарной частицей, является направление ее спина. Поэтому вектор дипольного момента может быть направлен по спину \vec{s} (или против него). Поэтому

$$W_d \sim (\vec{s} \cdot \vec{E}) \quad (2.48)$$

При инверсии времени $t \rightarrow -t$ правая часть (2.48) меняет знак, ибо напряженность \vec{E} остается неизменной, а спин меняет направление на противоположное. Однако энергия взаимодействия W_d при инверсии времени не меняется. Отсюда следует, что отличный от нуля ЭДМ означает также и нарушение T -инвариантности.

Если многочисленные данные по нарушению P – инвариантности (несохранению четности) хорошо описываются в рамках теории электрослабого взаимодействия Вайнберга–Салама–Глэшоу, то ситуация с нарушением T -инвариантности намного сложнее. Еще в 1954–55 годах Людерс и Паули доказали из самых общих соображений так называемую CPT – теорему, которая утверждает, что все законы природы должны быть инвариантны к комбинированному C, P и T -преобразованию. Из этой теоремы следует, в частности, что из нарушения CP -инвариантности должно вытекать нарушение T -инвариантности. CP -нарушение в распадах K^0 –мезонов было открыто в 1964 году. Спустя 40 лет это нарушение было обнаружено в распадах B^0 – мезонов. Однако этих двух экспериментов недостаточно для построения законченной теории. Именно поэтому эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона так важны. Поскольку различные варианты теорий CP -нарушения дают очень сильно различающиеся предсказания величины ЭДМ нейтрона, то даже всякое экспериментальное уточнение верхнего предела значения ЭДМ может приводить к исключению некоторых вариантов теории. Поэтому поиски ЭДМ нейтрона ведутся в различных лабораториях уже в течении многих десятилетий. Большинство измерений проделано магнитно-резонансным методом, который является, по существу, усовершенствованной модификацией метода Раби, использовавшегося для измерения магнитного момента нейтрона и рассмотренного нами выше. Мы уже показали (см. формулу (2.39)), что ларморова частота прецессии спина (и магнитного момента) нейтрона в магнитном поле H_0 определяется величиной

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar},$$

где $\Delta E = 2\mu_n H_0$ – энергия расщепления магнитных подуровней в поле H_0 .

При наличии электрического дипольного момента в электрическом поле E появится добавочное расщепление уровней

$$\Delta_1 E = 2d \cdot E, \quad (2.49)$$

которое также приводит к прецессии спина нейтрона вокруг вектора \vec{E} . Если направления электрического и магнитного полей совпадают, то суммарная энергия расщепления уровней будет $(2\mu_n H_0 - 2dE)$, поскольку магнитный момент направлен против спина нейтрона, а ЭДМ – по спину. Если $\vec{H}_0 \uparrow\downarrow \vec{E}$, то энергия расщепления будет $(2\mu_n H_0 + 2dE)$. Соответствующие частоты прецессии будут

$$\hbar\omega_{\uparrow\uparrow} = (2\mu_n H_0 - 2dE) \quad (2.50)$$

$$\hbar\omega_{\uparrow\downarrow} = (2\mu_n H_0 + 2dE) \quad (2.51)$$

Из разности частот получаем величину ЭДМ нейтрона:

$$d = \frac{\hbar(\omega_{\uparrow\downarrow} - \omega_{\uparrow\uparrow})}{4E} \quad (2.52)$$

В схему эксперимента, изображенную на рис.2.8, вводят вдобавок к однородному магнитному полю пластины конденсатора, создающие электрическое поле \vec{E} , направление которого (по или против \vec{H}_0) периодически меняется и измеряют возникающие при этом изменения резонансной частоты “опрокидывания” спина в суммарных полях.

В результате таких измерений удалось достигнуть верхнего предела на величину ЭДМ

$$d < 6.3 \cdot 10^{-26} e \cdot cm \quad (2.53)$$

Из общих соображений понятно, что точность эксперимента тем выше, чем больше напряженность поля E и время τ , проводимое нейtronом в этом поле. Поэтому подобные эксперименты сейчас проводят с ультрахолодными нейtronами при скоростях $v \approx 5 \text{ м/с}$ и полями порядка 15 кВ/см . В таких условиях для получения оценки (2.53) потребовалось набирать статистику в течении примерно 10 лет. Похоже, что магнитно-резонансный метод уже полностью исчерпал свои возможности. В настоящее время начата разработка новой методики измерения ЭДМ нейтрана при его дифракции на кристаллах, не обладающих центром симметрии. Связано это с тем, что внутренние электрические поля в таких кристаллах достигают величины 10^5 кВ/см , т.е. на 4 порядка превышают поля, достижимые в магнитно-резонансном методе.

3 Методы регистрации нейтронов.

Большинство методов регистрации ядерных излучений основано на ионизации. Нейтроны почти не ионизируют вещество. Поэтому все методы регистрации нейтронов основаны на превращении их энергии в энергию заряженных частиц или гамма-лучей с последующей регистрацией этих продуктов обычными методами.

Поэтому важнейшими методами регистрации нейтронов являются:

1. Метод ядер отдачи.
2. Наблюдение продуктов ядерных реакций с нейтронами (метод ядерных расщеплений).
3. Наблюдение деления ядер нейтронами. В принципе, это разновидность предыдущего метода 2, но ее принято выделять в отдельный класс.
4. Метод радиоактивных индикаторов. Исследование радиоактивности, наведенной нейтронами в ядрах-индикаторах.

3.1 Метод ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов.

Существующие методы регистрации тяжелых заряженных частиц применимы к частицам с энергиями выше сотни кэВ . Поскольку энергия ядра-отдачи не может превышать энергии нейтрона, то этот метод пригоден для регистрации быстрых нейтронов.

Рассмотрим упругое столкновение нейтрона с массой m и ядра с массой $M = Am$. Энергия и импульс нейтрона до столкновения равны E_n и \vec{p}_n , а после столкновения – E'_n и \vec{p}'_n . Закон сохранения энергии имеет вид

$$E_n = E'_n + E, \quad (3.1)$$

где E – энергия ядра отдачи. Закон сохранения импульса:

$$\vec{p}'_n = \vec{p}_n - \vec{p}, \quad (3.2)$$

где \vec{p} – импульс ядра отдачи. Возводя обе части (3.2) в квадрат и деля на $2m$, получим

$$\frac{p'^2_n}{2m} = \frac{p_n^2}{2m} + \frac{p^2}{2m} - \frac{2p_n p \cos \theta}{2m}, \quad (3.3)$$

где θ – угол между импульсом ядра отдачи и начальным импульсом нейтрона. Подставляя в (3.3) значение E'_n из (3.1), получим

$$E = \frac{4mM}{(M+m)^2} E_n \cos^2 \theta \equiv \alpha E_n \cos^2 \theta \quad (3.4)$$

В атомных единицах массы

$$\alpha = \frac{4A}{(A+1)^2} \quad (3.5)$$

Отсюда видно, что в качестве ядра отдачи следует использовать как можно более легкое ядро. Наилучшим кандидатом является водород. В этом случае энергия протона отдачи

$$E_p = E_n \cos^2 \theta \quad (3.6)$$

Поэтому в нейтронных счетчиках используют водородосодержащие соединения. В газовых счетчиках это водород или метан. В качестве твердых наполнителей используют парафин или органические пленки (вообще все органические вещества богаты водородом). В сцинтилляционных счетчиках используют органические жидкости, пластики и кристаллы стильбена.

Если требуется не только регистрировать нейтроны, но и определять их энергию, можно воспользоваться тем, что для углов $\theta \leq 10^0$ величина $\cos^2 \theta$ в формуле (3.6) равна единице с точностью до 3%. Поэтому для измерения энергии нейтронов можно использовать схему, изображенную на рис.3.1.

Коллимированный пучок нейтронов падает на тонкую пластину радиатора из парафина. Боковые фольги – поглотители пропускают на детектор (пропорциональный счетчик или сцинтиллятор) только протоны отдачи, вылетающие из радиатора под углами $\theta \leq 10^0$ по отношению к пучку нейтронов.

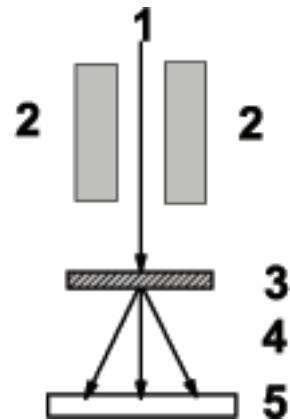


Рис. 3.1. Схема эксперимента по измерению энергии нейтронов. 1 - пучок нейтронов, 2 - коллиматор, 3 - радиатор (парафин), 4 - протоны, 5 - детектор протонов.

Энергия регистрируемых протонов будет с хорошей точностью равна энергии нейтронов. Для больших энергий нейтронов $E_n \geq 100$ МэВ используют телескопы сцинтилляционных счетчиков, поскольку протоны таких энергий проходят через много кристаллов детекторов. Иногда между радиатором и телескопом устанавливают фольги-поглотители, отбирающих у быстрых протонов энергию таким путем.

С помощью такой установки можно определить спектр нейтронов в падающем пучке. Действительно, вероятность образования протона отдачи в слое вещества радиатора (толщиной x , содержащим n протонов в 1 cm^3) одним нейtronом, проходящим через радиатор, равна

$$w = n\sigma_{el}(E_n)x,$$

где $\sigma_{el}(E_n)$ —сечение упругого рассеяния нейтрона с энергией E_n на протоне.

В нашем случае энергия этого протона $E_p \simeq E_n \equiv E$. Тогда вероятность образования протонов с энергией E пучком нейтронов с энергетическим распределением $N(E)$ будет

$$W(E) = N(E)w = N(E)\sigma_{el}(E)k,$$

где постоянная $k = nx$ определяется свойствами радиатора. Измерив спектр протонов отдачи $W(E)$, мы можем найти спектр падающих нейтронов по формуле

$$N(E) = \frac{W(E)}{\sigma_{el}(E)k} \quad (3.7)$$

Сечение упругого рассеяния нейтрона на протоне хорошо известно, оно показано на рис. 3.2.

3.2 Метод ядерных расщеплений.

Наиболее важным объектом исследований обычно являются медленные нейтроны. Поэтому ядра вещества для детекторов подбирают так, чтобы:

- а) Реакция с нейтронами была экзотермической (с выделением энергии Q) и только одна.
- б) Сечение этой реакции должно быть как можно большим. Желательно, чтобы оно слабо зависело от энергии нейтронов .
- в) Желательно, чтобы рабочее вещество можно было просто ввести в газ ионизационного счетчика или в состав сцинтилляирующего кристалла.

Такими свойствами обладают следующие вещества и реакции (см.таблицу (3.1))

Реакцию с ${}^3\text{He}$ обычно используют, наполняя ионизационную камеру газом ${}^3\text{He}$. Заряженные продукты реакции вызывают ионизацию и разряд в камере.

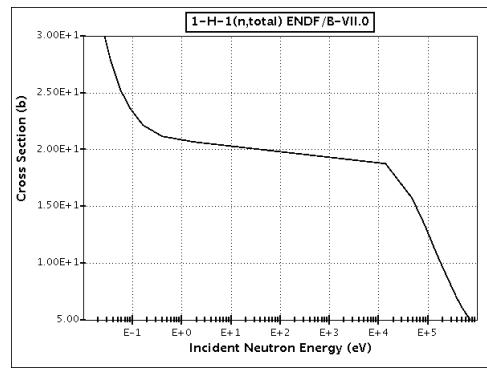


Рис. 3.2. Сечение рассеяния нейтронов на ядрах водорода. E_n - энергия нейтрона.

Таблица 3.1. Характеристики веществ и реакций.

Реакция	Q (МэВ)	Сечение для тепловых нейтронов (барн)
${}^3\text{He} + \text{n} \rightarrow {}^3\text{H} + \text{p}$	0.764	5327
${}^6\text{Li} + \text{n} \rightarrow \alpha + {}^3\text{H}$	4.786	945
${}^{10}\text{B} + \text{n} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$	2.790	3837

3.3 Борный счетчик.

Это—ионизационная камера, наполненная газом BF_3 . Естественный бор состоит из смеси изотопов (18.2% изотопа ${}^{10}\text{B}$ и 81.8% изотопа ${}^{11}\text{B}$). Поскольку интересующая нас реакция идет на изотопе ${}^{10}\text{B}$, то для наполнения счетчиков используется BF_3 с повышенным содержанием изотопа ${}^{10}\text{B}$.

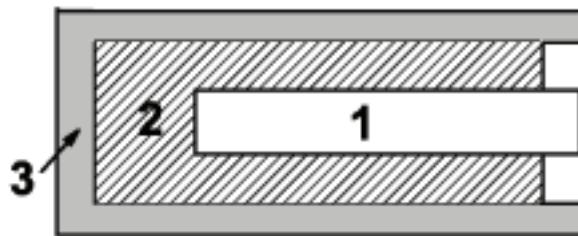


Рис. 3.3. Счетчик быстрых нейтронов. 1 - газозаполненный борный счетчик, 2 - парафин, 3 - кадмиевая оболочка.

Если ослабление пучка нейтронов при прохождении счетчика незначительно, то эффективность регистрации нейтронов равна

$$\varepsilon = n\sigma l \quad , \quad (3.8)$$

где n —число атомов бора в единице объема газа, σ —сечение реакции а l —длина счетчика вдоль пути нейтронов. Отсюда ясно, что для увеличения эффективности следует увеличивать давление газа (т.е. величину n).

Позже мы увидим, что сечение реакции неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами уменьшается с ростом энергии нейтронов E_n по закону

$$\sigma(E_n) \approx \frac{\sigma_0}{\sqrt{E_n}}$$

где σ_0 —сечение реакции для $E_n = 1$ эВ. Поэтому эффективность борного счетчика падает с ростом энергии нейтронов. Для того, чтобы исправить этот недостаток, борный счетчик окружают слоем парафина, служащего эффективным замедлителем нейтронов. Перерассеиваясь на парафине, замедленные нейтроны попадают в борный счетчик и регистрируются с повышенной эффективностью. Конструкция такого счетчика показана на рис. 3.3.

Внешняя оболочка из кадмия защищает счетчик от медленных нейтронов, которые обычно изотропно заполняют экспериментальный зал, поскольку кадмий хорошо поглощает эти нейтроны. Эффективность такого счетчика определяется геометрией парафинового блока и практически постоянна для широкого диапазона энергий нейтронов (от 0 до 5 МэВ). Такой счетчик иногда называют “всеволновым”.

Иногда в борных счетчиках используется не газ BF_3 , а покрытие стенок счетчика твердым соединением бора, например карбидом бора B_4C . При этом значительная часть ядер-продуктов реакции либо останавливаются в твердом веществе покрытия и стенки, либо вылетают в пространство вне счетчика. Все это, разумеется сильно понижает эффективность регистрации счетчика.

3.4 Литиевые детекторы.

В них используется реакция $^6Li(n,\alpha)^3He$. Твердые соединения лития можно наносить на стенки ионизационных камер, как это делается в случае бора. Поскольку величина сечения реакции для лития меньше, чем для бора, то эффективность регистрации литиевого счетчика будет меньше. Существенно увеличить эффективность можно, используя кристаллы LiI , активированные европием— $LiI(Eu)$ — в сцинтилляционных счетчиках.

3.5 Продукты деления.

Реакции деления тяжелых ядер под действием нейтронов можно использовать для регистрации нейтронов так же как и реакции ядерного расщепления. Процесс деления ядер сопровождается появлением тяжелых заряженных осколков с суммарным энерговыделением около 150-170 МэВ. Если поместить слой делящегося вещества в ионизационную камеру, то при облучении нейронами в ней возникают импульсы ионного тока за счет ионизации, производимой этими осколками. Число импульсов будет пропорционально числу актов деления под действием нейронов, т.е. пропорционально числу падающих нейтронов. Поскольку ионизирующая способность осколков и расходуемая на ионизацию энергия очень велики, то возникающие импульсы тока будут во много раз превосходить импульсы, связанные с расщеплением легких ядер. Такие импульсы легко отделить от фона (связанного, например, с альфа-распадом делящихся ядер). Вследствие большой ионизирующей способности длина свободного пробега осколков весьма мала (осколок расходует энергию 80 МэВ на длине пробега 2–3 см). Поэтому внутри обычной ионизационной камеры можно поместить много слоев делящегося вещества, разделенных слоями ионизируемого газа. Такие установки называются камерами деления. Если в камере используются изотопы ^{235}U или ^{239}Pu , которые делятся тепловыми нейтронами, то следует тщательно экранировать камеру кадмием или бором от фоновых тепловых нейтронов, изотропно заполняющих экспериментальный зал. Для измерения быстрых нейтронов удобнее использовать делящиеся ядра с различными порогами деления. Например, ядра ^{238}U и ^{232}Th будут регистрировать нейтроны с энергией выше 1 МэВ. Порог деления у ядер висмута еще выше—25 МэВ.

3.6 Метод радиоактивных индикаторов.

Часто захват нейтронов стабильными ядрами приводит к образованию радиоактивных ядер, испытывающих бета-распад с периодом $T_{1/2}$. Это можно использовать для наблюдения нейтронов и измерения интенсивности их потока.

Действительно, при облучении потоком нейтронов $\Phi(1/\text{см}^2\text{сек})$ в мишени – индикаторе из n ядер происходит образование радиоактивных ядер со скоростью $n\sigma\Phi$ и распад их со скоростью λN , где N – число радиоактивных ядер, а $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$.

Этот процесс можно описать дифференциальным уравнением

$$\frac{dN}{dt} = n\sigma\Phi - \lambda N \quad (3.9)$$

Решение этого уравнения

$$N(t) = \frac{n\sigma\Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (3.10)$$

описывает кривую накопления радиоактивных ядер (см. рис. 3.4).

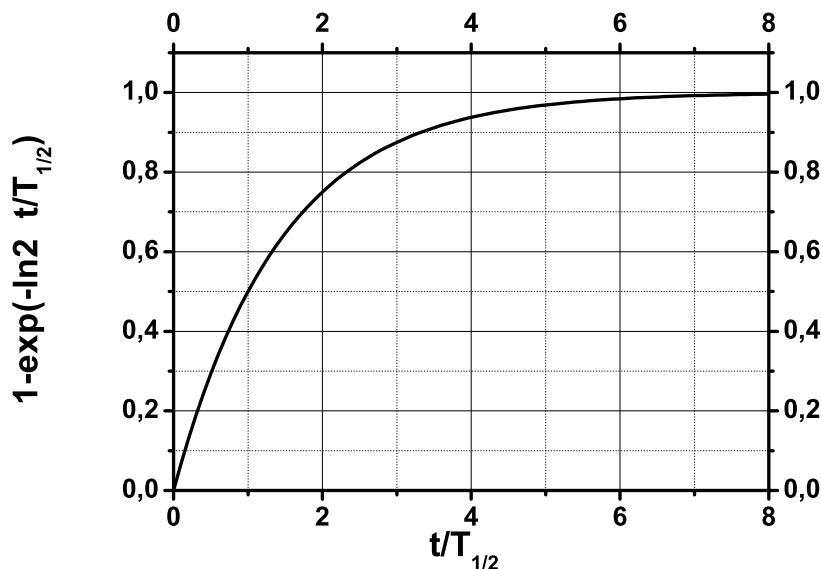


Рис. 3.4. Функция $1 - \exp(-\lambda t)$. По оси X отложена нормированная временная координата $\frac{t}{T_{1/2}}$, где $T_{1/2}$ – период полураспада радиоактивного ядра.

За период времени $t_0 \approx (5 \div 6)T_{1/2}$ кривая накопления практически достигает своего насыщения (скорость накопления сравнивается со скоростью распада).

Затем радиоактивный образец убирают из-под пучка нейтронов и переносят к детектору бета-частиц. На это затрачивается время t_B и в образце остается

$$N_1 = N(t_0)e^{-\lambda t_B}$$

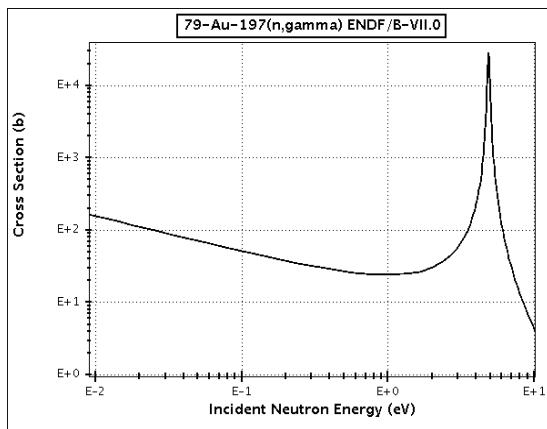


Рис. 3.5. Сечение радиационного поглощения нейтронов ядром ^{197}Au

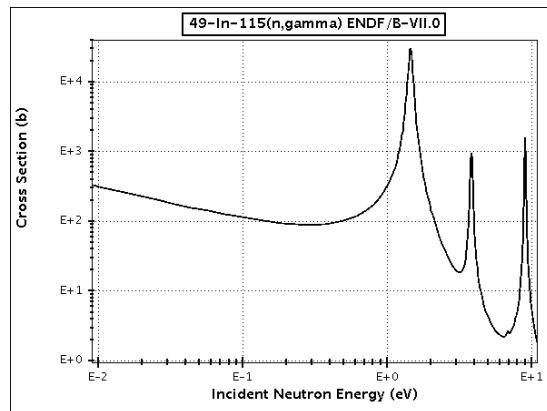


Рис. 3.6. Сечение радиационного поглощения нейтронов ядром ^{115}In

Теперь скорость бета-распада образца будет

$$\left| \frac{dN_1}{dt} \right| = \lambda N_1 = n\sigma\Phi(1 - e^{-\lambda t_0})e^{-\lambda t_B} \quad (3.11)$$

Учитывая эффективность ε регистрации бета-частиц в детекторе, скорость их счета будет

$$a = \varepsilon \frac{dN_1}{dt} = \varepsilon n\sigma\Phi(1 - e^{-\lambda t_0})e^{-\lambda t_B} \quad (3.12)$$

Отсюда по известным значениям $\varepsilon, \sigma, n, \lambda, t_0, t_B$ можно вычислить величину потока нейтронов Φ . При достаточном времени выдержки образца под нейтронным пучком ($t_0 \geq 5T_{1/2}$)

$$a = \varepsilon n\sigma\Phi e^{-\lambda t_B} \quad (3.13)$$

В случае, если время переноса образца $t \ll T_{1/2}$, то ответ еще проще:

$$a = \varepsilon n\sigma\Phi \quad (3.14)$$

В качестве индикатора часто используется золото, которое в результате реакции $^{197}Au(n, \gamma)^{198}Au$ превращается в радиоактивный изотоп ^{198}Au , распадающийся с испусканием электронов с периодом 2.7 дня. Сечение захвата тепловых нейтронов подчиняется закону $1/v \sim 1/\sqrt{E_n}$, а при энергии $E_n = 4.9$ эВ имеется острый резонансный пик, в максимуме которого сечение достигает величины 30000 барн (см. рис. 3.5)

Аналогично ведет себя сечение захвата нейтронов ядром-индикатором ^{115}In , но резонанс с таким же резонансным сечением расположен при энергии $E_n = 1.5$ эВ (см. рис. 3.6). Аналогичное поведение сечения захвата нейтронов характерно и для большинства других сильных поглотителей, используемых в качестве радиоактивных индикаторов.

3.7 Кадмиеvoе отношение.

В методе радиоактивных индикаторов бывает полезно определить отношение потока тепловых нейтронов к потоку нейтронов, вызывающему резонансное поглощение. Для этого облучаемый образец помещают в кадмиеvую фольгу. Кадмий очень сильно поглощает тепловые нейтроны с энергией меньше 0.4 эВ ($\sigma_{\text{погл}} \approx 2000 \text{ барн}$) и гораздо слабее ($\sigma_{\text{погл}} \sim 1 \div 10 \text{ барн}$)—нейтроны с большей энергией. Учтем в выражении (3.14), что спектр нейтронов в потоке $\varphi(E) = \frac{d\Phi}{dE}$ зависит от энергии:

$$a = \varepsilon n \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE \quad (3.15)$$

Если окружить индикатор кадмиевой фольгой толщиной l , то поток нейтронов будет экспоненциально ослабляться слоем кадмия:

$$a_0 = \varepsilon n \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) \exp[-n_{Cd}\sigma_{Cd}(E)l] dE \quad (3.16)$$

Уже для слоя кадмия толщиной в $1 \div 2 \text{ мкм}$ можно использовать приближение

$$\exp[-n_{Cd}\sigma_{Cd}(E)l] \approx \begin{cases} 0 & E < E_0 \\ 1 & E > E_0 \end{cases}, \quad (3.17)$$

где $E_0 = 0.4 \text{ эВ}$.

Тогда скорость счета бета-детектора для образца, облученного в фольге

$$a_0 \approx \varepsilon n \int_{E_0}^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE$$

характеризует поток резонансных нейтронов, а скорость счета бета-детектора для образца, облученного без кадмиевой фольги

$$a \approx \varepsilon n \int_0^{E_0} \sigma(E) \varphi(E) dE + \varepsilon n \int_{E_0}^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE$$

характеризует полный поток нейтронов.

Кадмиеvым отношением называется величина

$$R = \frac{a}{a_0} \approx \frac{\varepsilon n \int_0^{E_0} \sigma(E) \varphi(E) dE}{\varepsilon n \int_{E_0}^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE} + 1 \quad (3.18)$$

Если в качестве индикатора используется золото, то говорят о “кадмиеvом отношении по золоту” и аналогично в случае других индикаторов.

Грубо о спектре нейтронов можно судить, используя “пороговые” индикаторы, т.е. ядра-мишени, имеющие порог в реакции образования радиоактивного изотопа. Например, пороговым индикатором является медь, в которой в результате реакции

$^{63}Cu(n, 2n)^{62}Cu$, имеющей порог около 10 МэВ, образуется изотоп ^{62}Cu с периодом полураспада 10 мин. Другим пороговым индикатором может служить углерод. В результате реакции $^{12}C(n, 2n)^{11}C$ в нем образуется позитронно-активный изотоп ^{11}C с периодом полураспада 20 мин.

4 Источники нейтронов.

В свободном состоянии нейtron распадается с периодом около 10 минут. Однако все ядра (кроме водорода) содержат нейтроны. Поэтому источниками нейтронов являются различные ядерные реакции, в результате которых нейтроны выбрасываются из ядра.

Источники нейтронов можно грубо разделить на 3 класса:

1 Портативные изотопные источники. В них используются реакции (α, n) , индуцированные естественными альфа-распадчиками и спонтанное деление.

2 Ускорители заряженных частиц, использующие реакции типа (p, n) , (d, n) , (α, n) .

3 Ядерные реакторы, в которых нейтроны появляются как продукты цепной реакции деления.

Выходы нейтронов пропорциональны сечению реакции σ и множественности ν – числу нейтронов на один акт реакции. Например, в делении $\nu = 2.5$. В простейших реакциях при низких энергиях $\nu = 1$.

4.1 Изотопные портативные источники.

Использование реакции (α, n) .

Чаще всего используется реакция $^{9}Be + \alpha \rightarrow n + ^{12}C$, в которой выделяется энергия 5.7 МэВ. Для того, чтобы произошла реакция, альфа-частица должна преодолеть кулоновский барьер высотой около 4 МэВ. Поставщиками таких альфа-частиц являются естественные альфа-распадчики Ra, Po, Rn, Pu .

Источник $Ra + Be$. Смесь соли $RaBr_2$ с металлическим порошком бериллия помещают в ампулу размером 2÷3 см. В таком источнике альфа-частицы излучает не только радий, но и вся цепочка изотопов, возникающих при его распаде. В таблице 4.1 приведены характеристики источников нейтронов.

Таблица 4.1. Характеристики источников нейтронов.

Ядро	Энергия α – частиц	Период полураспада
^{226}Ra	4.8 МэВ	1600 лет
^{222}Rn	5.5 МэВ	3.8 дня
$^{218}Po(RaA)$	6.0 МэВ	3.1 мин
$^{214}Bi(RaC')$	7.7 МэВ	$1.6 \cdot 10^{-4}$ сек
^{210}Po	5.3 МэВ	140 дней

В скобках указаны исторически сложившиеся названия изотопов, которыми часто пользуются и в настоящее время.

При установившемся равновесии распадов всей цепочки на 1 г радия получается 10^7 нейтрон/с с периодом полураспада 1600 лет. Достоинства этого источника: простота получения, большое время жизни, малый размер ампул. Недостатки: мощное сопутствующее гамма-излучения, от которого приходиться экранироваться; сложная зависимость интенсивности от времени пока не установлено равновесие распадов цепочки (около 25 дней с момента изготовления источника).

Источник $^{222}Rn + Be$. Газообразный радон закачивается в стеклянную ампулу с порошком бериллия. Основной недостаток — сложная зависимость нейтронной активности от времени и малый период полураспада (3.8 дня), определяемый периодом полураспада радона. Поэтому же в источнике не успевает установиться равновесие и интенсивность излучения сильно меняется со временем. Сопутствующее гамма-излучение велико, как и в случае радиевого источника.

Источник $^{210}Po + Be$. Отличается меньшим выходом нейтронов, чем два предыдущих. Однако фон сопутствующего гамма-излучения очень мал (около 10^{-5} кванта на распад). Период полураспада 140 дней. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых $PoBe$ источником, показан на рис. 4.1.

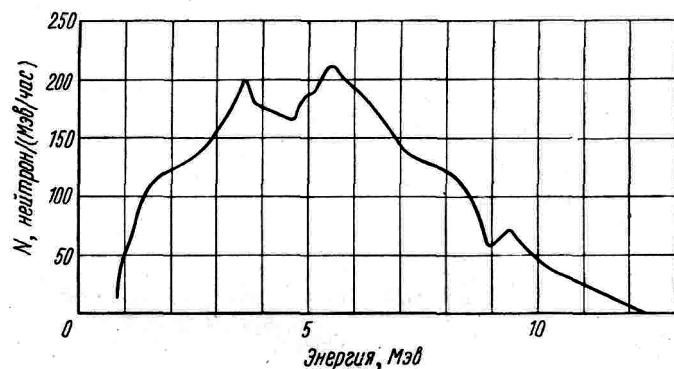


Рис. 4.1. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых $PoBe$ источником.

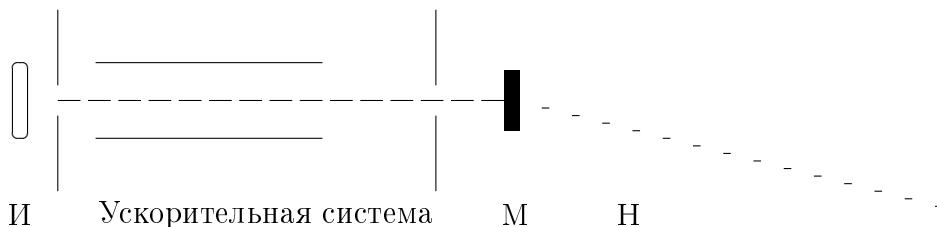
Источник $^{239}Pu + Be$. Фон гамма-излучения мал. Период полураспада 24110 лет.

Источник $^{241}Am + Be$. Фон гамма-излучения также мал. Период полураспада 470 лет.

4.2 Нейтронный генератор.

Этот тип источников нейтронов нашел широкое применение как в научных исследованиях, так и в промышленности. При малых размерах они способны создавать значительный нейтронный поток.

Принцип действия нейтронного генератора состоит в ускорении частиц, которые затем бомбардируют мишень. Он состоит из ионного источника, ионной оптики и мишени, размещенных в вакуумном объеме. Ускоряющее напряжение составляет 80 – 180 кв. Ускоряющая система изолирована от оптической системы стеклом или керамикой. Мишень изготавливается из одного из материалов – Ti , Sc , Zr . Эти металлы обладают способностью поглощать до двух атомов водорода (1H , 2H , 3H) на один



И - источник частиц; М - мишень; Н - нейтроны.

Рис. 4.2. Схема устройства нейтронного генератора.



Рис. 4.3. Нейтронная трубка. Длина - 190 мм, диаметр - 30 мм, вес - 220 г. Ускоряющее напряжение - 80 кВ. Поток нейтронов - $1 \cdot 10^8 n/(с \cdot см^2)$

атом металла. Это позволяет создавать твердую мишень, содержащую большое количество водорода. Схема устройства нейтронного генератора показана на рис. 4.2, на рис. 4.3 - фотография малогабаритной нейтронной трубы. Все устройство помещено в вакуумированный сосуд, который обычно называют нейтронной трубкой. Вся конструкция нейтронного генератора содержит еще высоковольтный генератор, питающий ускорительную систему. Нейтронная трубка имеет ограниченный ресурс работы. По исчерпании его она должна быть заменена на новую и генератор вновь работоспособен. В этих устройствах нейтроны возникают в реакциях, характеристики которых приведены в таблице 4.2.

Оценим энергию нейтронов в реакции с наибольшим Q из используемых в нейтронных генераторах ${}^3H + {}^2H \rightarrow {}^4He + n + 17.6$ МэВ. Так как энергия бомбардирующих частиц мала по сравнению с энергией нейтронов, будем считать ее равной нулю. Тогда в сцм импульс P продуктов найдем из соотношения

$$\frac{P^2}{2m_\alpha} + \frac{P^2}{2m_n} = Q + E_{pr}$$

Отсюда энергия нейтрона равна, если считать $E_{pr} = 100$ кэВ, что соответствует максимуму сечения реакции,

$$E_n = \frac{P^2}{2m_n} = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_n} (Q + E_{pr}) = \frac{4}{5} (Q + E_{pr}) \sim 14.2 \text{ МэВ}$$

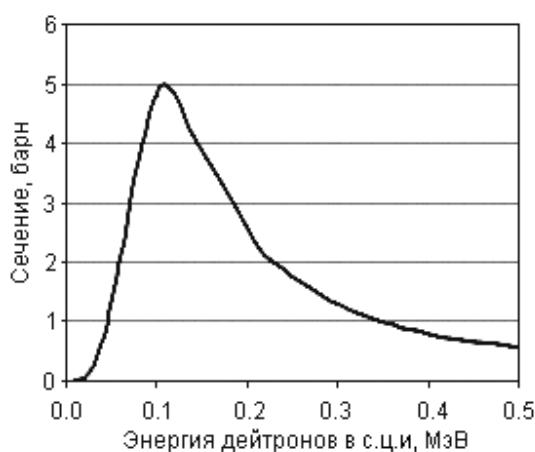


Рис. 4.4. Функция возбуждения для реакции $t + d \rightarrow n + {}^4 He$.

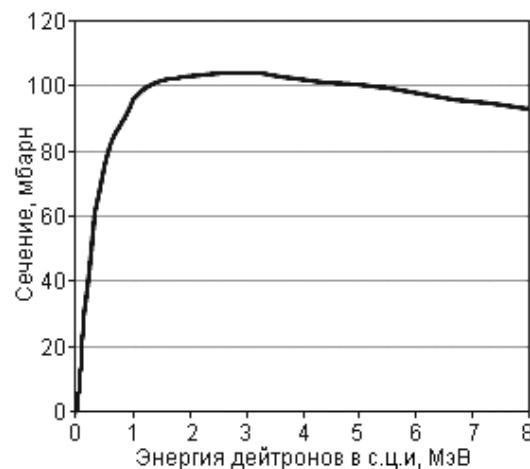


Рис. 4.5. Функция возбуждения для реакции $d + d \rightarrow n + {}^3 He$.

Таблица 4.2.

	Реакция	Q реакции в МэВ	Сечение реакции в барн	Энергия бомбардирующих частиц в максимуме сечения (МэВ)	Энергия нейтронов МэВ
1	$d + d \rightarrow n + {}^3 He$	3.3	0.09	1.00	~ 2.5
2	$d + t \rightarrow n + {}^4 He$	17.6	5.0	0.13	~ 14.2
3	$t + d \rightarrow n + {}^4 He$	17.6	5.0	0.13	~ 14.2

На рис. 4.4,4.5 показаны функции возбуждения используемых реакций.

Угловое распределение нейтронов, возникших в реакции $d + t$, изотропно, в реакции $d + d$ слегка вытянуто вперед.

Режим работы нейтронного генератора может быть непрерывным или импульсным. В последнем случае возможно построение схемы эксперимента с временной привязкой. Есть трубы, содержащие внутри себя детектор альфа – частиц. Регистрируя альфа – частицу, можно определить момент возникновения нейтрона, образовавшегося одновременно с ней. Это дает возможность точной временной привязки к моменту рождения нейтрона. В таблице 4.3 приводятся характеристики двух типов импульсных нейтронных генераторов, выпускаемых в России.

4.3 Реакция спонтанного деления.

В современных реакторах накапливаются в больших количествах трансурановые элементы, испытывающие спонтанное деление. При этом на каждый акт деления приходится $\nu \approx 3 \div 4$ нейтрона. Такие элементы могут служить хорошими нейтронными источниками. Например, при делении 1 г ${}^{244} Cm$ получается 10^7 нейтронов. Период полураспада такого источника 18 лет. Еще лучшим источником может служить

Таблица 4.3.

Тип нейтронного генератора	ИНГ-102	ИНГ-104
Средний выход $d + t$ нейтронов в импульсе нейтронов/имп	$5 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^{11}$
Средний выход $d + d$ нейтронов в импульсе нейтронов/имп	$5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{10}$
Длительность нейтронного импульса(нс)	10	30
Ресурс камеры - количество включений, не менее	1000	1000
Ресурс генератора - количество включений, не менее	10000	10000
Потребляемая мощность, вт	50	200
Масса, кг	20	500
Габаритные размеры, см	$\varnothing 25 \times 70$	90 x110 x140

^{252}Cf с выходом нейтронов $2.7 \cdot 10^{12}$ нейтрон/г и периодом полураспада 2.6 лет. Калифорний особенно удобен тем, что, в отличие от других спонтанно-делящихся ядер, он практически не испытывает альфа-распада.

Вообще переносные изотопные источники нейтронов используются в основном в промышленности и в полевых условиях геологической разведки. В физических исследовательских лабораториях их используют только для настройки и калибровки аппаратуры. Основные физические эксперименты с нейтронами проводятся на базе стационарных источников нейтронов — ускорителей и реакторов.

4.4 Источники на базе ускорителей.

4.5 Ускорители протонов.

В настоящее время наиболее мощные нейтронные источники создаются на базе сильноточных (с током в сотни мкА) протонных ускорителей с энергией протонов порядка 1 ГэВ. (Обычно эти ускорители используются и для получения мезонов и называются мезонными фабриками). Протоны такой высокой энергии сталкиваются с нуклонами тяжелого ядра-мишени и порождают внутриядерный каскад, выбрасывающий из ядра множество вторичных высокоэнергетических нейтронов, протонов и мезонов. После прохождения такого каскада парных соударений образуется ядро-остаток с высокой энергией возбуждения, которая быстро распределяется по всем нуклонным степеням свободы. Таким образом создается ядро-остаток с высокой температурой, из которого происходит испарение нуклонов относительно низких энергий. Из-за наличия кулоновского барьера испаряются из него в первую очередь нейтроны. Когда энергия возбуждения системы становится меньше энергии связи нейтронов, остаток этой энергии излучается в виде гамма-квантов. В таком каскадно-испарительном процессе каждый налетающий протон порождает $10 \div 30$ вторичных нейтронов (т.е. множественность $\nu \approx 10 \div 30$). Такие нейтронные источники называются "spallation neutron sources" (нейтронные источники от расщеплений).

К наиболее мощным источникам такого типа относится источник LANSCE на базе мезонной фабрики Лос-Аламосского центра нейтронных исследований. Использование сильноточного ускорителя протонов с энергией 800 МэВ позволяет получать

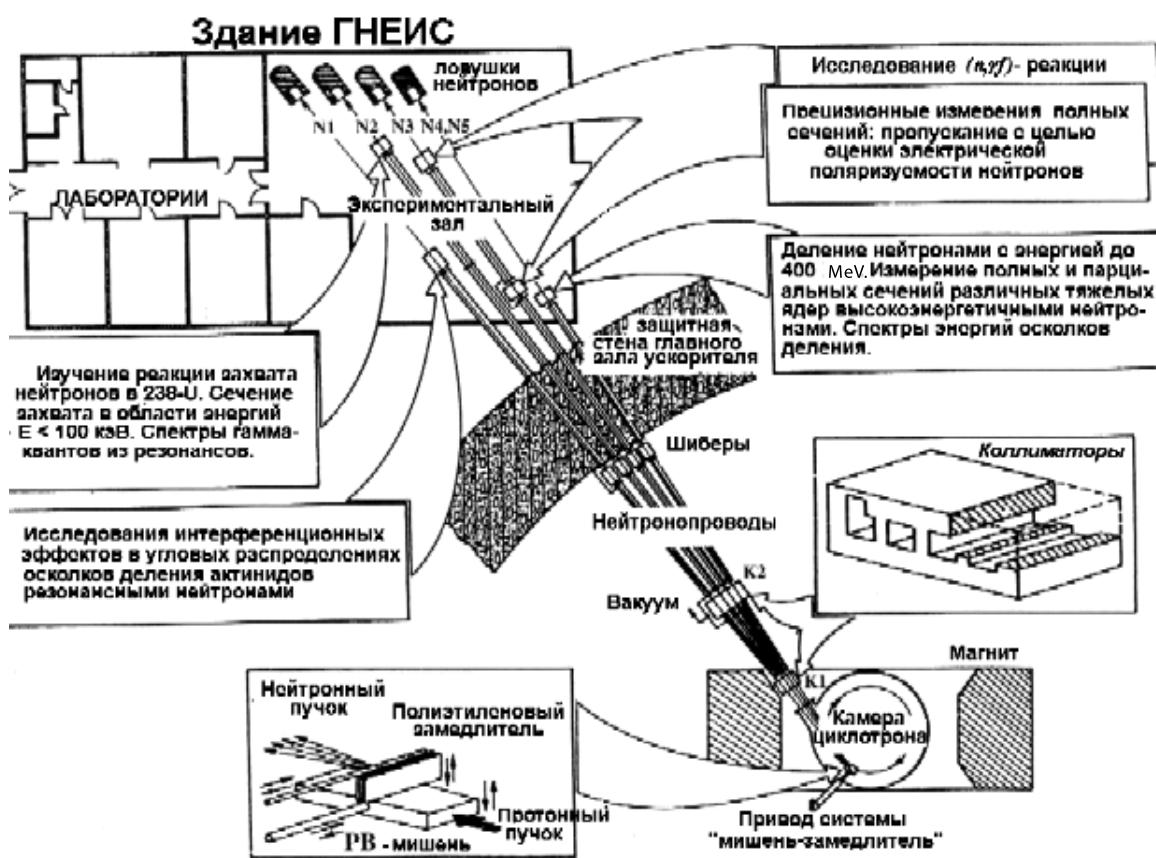


Рис. 4.6. Нейтронный спектрометр ГНЕЙС.

поток нейтронов порядка 10^{15} нейтрон/ $\text{см}^2/\text{с}$. Поток на порядок мощнее (10^{16} нейтрон/ $\text{см}^2/\text{с}$) с аналогичным протонным ускорителем получается на нейтронном источнике ISIS (Изиде) в Резерфордовской Лаборатории в Англии. В настоящее время в Оук-Ридже (США) заканчивается создание нейтронного источника SNS с потоком нейтронов 10^{17} нейтрон/ $\text{см}^2/\text{с}$ на базе протонного ускорителя с энергией 1 ГэВ.

Поскольку пучок протонов подается на мишень импульсами с длительностью порядка 10^{-7} с, то и нейтроны от источников поступают в виде этих импульсов. Как мы увидим ниже, это особенно удобно для разделения нейтронов по энергиям методом времени пролета.

В Петербургском институте ядерной физики (г. Гатчина) создан нейтронный спектрометр ГНЕЙС, предназначенный для изучения нейтрон-ядерных взаимодействий с использованием времязадержкой техники в широком диапазоне энергий нейтронов от 10^{-2} эВ до 500 МэВ. Спектрометр работает на протонном синхроциклоне ПИЯФ с энергией 1 ГэВ, который является наиболее мощным циклотроном этого типа в мире. Основные параметры спектрометра ГНЕЙС следующие: средний ток протонного пучка $2.3 \mu\text{A}$, ширина "вспышки" нейтронов 10 пс, среднее число образующихся нейтронов $3 \cdot 10^{14}$ п/с, число пролетных баз 5.

4.6 Электронные ускорители.

Процесс образования нейтронов с помощью быстрых электронов происходит в несколько этапов. Вначале ускоренные электроны тормозятся в кулоновском поле тяжелого ядра конвертора – мишени, испуская при этом тормозные гамма-кванты. Далее происходит фотоядерная реакция (γ, n). Основным механизмом этой реакции является поглощение гамма-квантов ядром с возбуждением в нем гигантского дипольного резонанса (ГДР) – коллективных колебаний нейтронной и протонной жидкостей. Энергия этого резонанса связана с массовым числом A ядра-мишени соотношением $E \approx 80A^{-1/3}$. Его ширина Γ для тяжелых ядер составляет $5 \div 6$ МэВ. Энергия этих коллективных колебаний за короткое время $\tau \sim \hbar/\Gamma \sim 10^{-22}$ сек распределяется по одноклонным степеням свободы, т.е. нагревает ядро. Далее происходит испарение нейтронов из такого нагретого компаунд – ядра.

Пример сечения реакции (γ, n) на мишени ^{197}Au приведен на рис. 4.7. Спектр тормозных гамма-квантов сплошной с максимальной энергией равной кинетической энергии электрона. Зависимость выхода нейтронов от энергии падающих электронов для различных мишеней приведена на рис. 4.8.

Видно, что резкое увеличение выхода нейтронов происходит, когда энергия электрона (а, следовательно, и граничная энергия тормозных квантов) примерно сравнивается с энергией гигантского резонанса фотопоглощения. Далее кривая выхода принимает гораздо более пологий характер и при энергиях электронов выше ~ 100 МэВ увеличения выхода нейтронов практически не происходит. Существенное увеличение выхода нейтронов для урановой мишени связано с тем, что к процессу испарения нейтронов из компаунд-ядра добавляются еще и нейтроны, испаряющиеся из осколков деления урана под действием гамма-излучения.

Наиболее известные нейтронные источники на базе электронных ускорителей, существующие и строящиеся в настоящее время, перечислены в таблице 4.4.

К ним относятся:

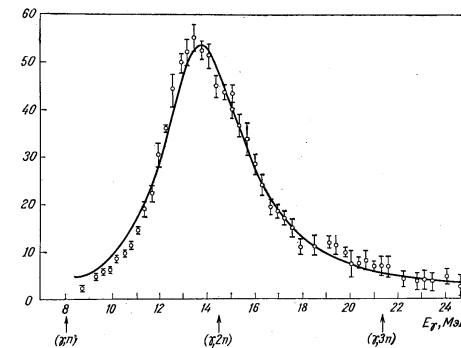


Рис. 4.7. Полное сечение фотопоглощения для ядра ^{197}Au . По оси ординат отложено сечение в fm^2 .

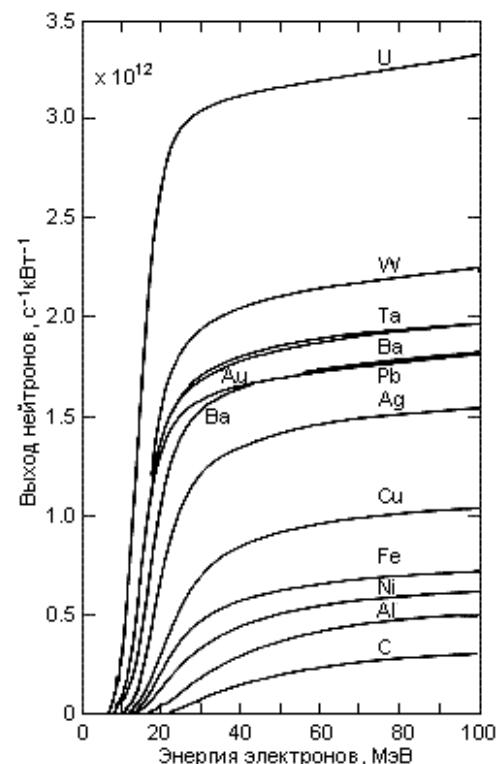


Рис. 4.8. Выход нейтронов в фотоядерных реакциях.

Таблица 4.4. Характеристики источников нейтронов на базе электронных ускорителей. Е-энергия электронов, I-ток пучка, ΔT -длительность импульса, ν -частота повторения, W-мощность пучка, F - средний выход нейтронов, L-длина пролетной базы, Статус: Р-работает, С-строится, П-проектируется.

Источник	GELINA	ORELA	Gaertner-Linac	ИРЕН	KURRI Linac	PNF
Место расположения	Geel Бельгия	Knoxville США	Troy США	Дубна Россия	Osaka Япония	Pohang Корея
Мишень	U	Ta	Ta	U	Ta	Ta
E(МэВ)	110	180	25-60	200	35	70-100
I(A)	110	20	0.4-3	1.5	2.5-6	0.3-5
$\Delta T(\text{нс})$	1	3	15-5	250	10-100	2-1
$\nu(\text{Гц})$	800	1	300-500	150	480	30-300
W(кВт)	7.5	10.8	>10	10	10	0.2-7
F($10^{13} \text{n}/\text{с}$)	3.4	2.2	4	2.1	2	2
L(м)	8-400	9-200	10-250	1-10	10-50	10-100
Статус	P	P	P	C	P	П

Установка GELINA (GEel LINear Accelerator, т.е. Линейный ускоритель в Гееле), г. Геель, Бельгия.

Установка ORELA (Oak Ridge Electron Linear Accelerator, т.е. Оук-Риджский электронный линейный ускоритель), Оук -Ридж, США.

Линейный ускоритель им. Гертнера (первого директора установки), г. Трой, США.

Установка ИРЕН (Источник РЕзонансных Нейтронов), строящаяся в ЛНФ ОИЯИ, Дубна.

Линейный ускоритель KURRI (Kyoto University Research Reactor Institute, т.е. Институт исследовательских реакторов Университета Киото), г. Осака, Япония.

Установка PNF (Pohang Neutron Facility, т.е. нейтронная установка в Поханге), г. Поханг, Республика Корея.

Как видно, все эти источники используют линейные ускорители электронов, т.к. только в таких ускорителях можно получать в импульсах ток вплоть до сотен ампер. Такие токи необходимы, поскольку в среднем на 20 ускоренных электронов можно получить 1 фотонейtron. Типичный средний выход нейтронов на таких ускорителях $10^{13} \div 10^{14} \text{n}/\text{с}$. Для увеличения выхода нейтронов иногда используется принцип бустера: мишень-конвертор окружает делящимся веществом в подкритическом состоянии. Фотонейтроны из мишени инициируют вспышку цепной реакции деления в этом веществе, сопровождающую выходом вторичных нейтронов деления. Именно принцип бустера будет использован на установке ИРЕН. Мишень будет окружена оболочкой из плутония, что позволит увеличить выход нейтронов на 2 порядка и довести его до $10^{15} \text{n}/\text{с}$.

4.7 Ядерные реакторы.

Для получения интенсивных нейтронных пучков служат исследовательские ядерные реакторы.

Они имеют активную зону, которая содержит делящийся материал (уран или плутоний), а реакторы на тепловых нейтронах – еще и замедлитель нейтронов (обычная или тяжелая вода, графит, бериллий и т. д.). В активной зоне обеспечивается теплоотвод. Вокруг активной зоны имеется отражатель нейтронов (чаще всего графитовый). Реактор окружен биологической защитой, которая может быть пронизана нейтроноводами для вывода нейтронных пучков. Подробное рассмотрение конструкции реактора приведено в соответствующем разделе далее.

Из нагретых осколков деления испускаются испарительные нейтроны. Поэтому их спектр имеет вид распределения Максвелла

$$N(E) \sim \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{\Theta}\right) \quad (4.1)$$

с температурой (в энергетических единицах) $\Theta = kT \approx 1 \text{ МэВ}$, примерно соответствующей температуре нагретого осколка деления. Однако наличие замедлителя приводит к тому, что даже в активной зоне реактора спектр нейтронов имеет иной вид. В интервале энергий от 0 до примерно 0.1 эВ спектр соответствует распределению Максвелла с $\Theta \approx 0.04 \text{ эВ}$ (т.е. температуре примерно 400 К⁰). Для более высоких энергий $N(E) \sim 1/E$. Вдали от активной зоны в области отражателей –спектр максвелловский с $\Theta \approx 0.025 \text{ эВ}$ ($T \approx 300 \text{ K}^0$).

В спектре нейтронов реактора принято выделять несколько энергетических групп с не очень четкими границами. Одну из наиболее важных групп составляют нейтроны, находящиеся в тепловом равновесии с окружающей средой. Их энергия равна нескольким единицам на 10⁻² эВ. Такие нейтроны называются тепловыми. Выше по энергии лежит группа резонансных нейтронов, называемая так, ибо сечение взаимодействия нейтронов с ядрами в этой области характеризуется резонансными пиками, ширина которых существенно меньше расстояния между ними. С ростом энергии нейтронов расстояние между резонансами резко уменьшается, ширины резонансов растут, и перекрывающиеся уже невозможно отличать друг от друга. Нейтроны в этой области называются быстрыми. Нейтроны с энергиями меньше тепловой называются холодными. Длины волн де Броиля у таких нейтронов уже сравнимы с межатомными расстояниями в твердых веществах. Поэтому нейтроны взаимодействуют уже не с отдельными ядрами, а с большими совокупностями ядер вещества, подобно световым волнам в оптике. Это позволяет ввести показатель преломления нейтронов в веществе и рассматривать явление полного внутреннего отражения. Нейтроны, полностью отражающиеся от поверхностей при любом угле падения на нее называются ультра холодными (УХН). Нейтроны с меньшей длиной волны, испытывающие отражение лишь при малых углах скольжения по поверхности, с середины 70-х годов принято называть очень холодными (ОХН). Поэтому в настоящее время условное разделение нейтронов на группы можно представить в виде такой таблицы (см. таблицу 4.5)

В отличие от ускорителей, выдающих нейтроны в виде коротких импульсов, большинство исследовательских реакторов дают непрерывный поток нейтронов. Список некоторых из таких реакторов приводится в таблице 4.6.

Таблица 4.5. Характеристики нейtronов.

Группа	Энергия (эВ)	Скорость m/c	Длина волны ангстрем
Ультрахолодные	$E < 3 \cdot 10^{-7}$	$v \leq 7.7$	$\lambda \geq 530$
Очень холодные	$10^{-7} \div 10^{-4}$	$7.7 \div 140$	$530 \div 30$
Холодные	$10^{-4} \div 10^{-2}$	$140 \div 1400$	$30 \div 3$
Тепловые	$10^{-2} \div 10^{-1}$	$1400 \div 4.4 \cdot 10^3$	$3 \div 0.9$
Резонансные	$10^{-1} \div 10^4$	$4.4 \cdot 10^3 \div 14 \cdot 10^5$	$0.9 \div 3 \cdot 10^{-3}$
Быстрые	$E \geq 10^4$	$v \geq 14 \cdot 10^5$	$\lambda \leq 3 \cdot 10^{-3}$

Таблица 4.6. Некоторые исследовательские ядерные реакторы с непрерывным потоком.

Реактор	Мощность MWt	Поток $\times 10^{14}$ нейтронов/ $\text{см}^2\text{сек}$
ПИК, Гатчина, Россия	100	45
HFIR, Оук-Ридж, США	100	30
HFR-ILL, Гренобль, Франция	58	15
BWR-M, Гатчина, Россия	18	3
FRM-2, Мюнхен, ФРГ	20	8
NRU, Чок-Ривер, Канада	125	3
ORPHEE, Сакле, Франция	14	2.5
JRR-3M, Ибараки, Япония	20	2
Dhruva, Бомбей, Индия	100	2
ИР-8, Москва, Россия	8	1
BER-II, Берлин, ФРГ	10	1

4.8 Импульсный реактор.

Реакторы с непрерывным потоком нейтронов не очень удобны при проведении спектрометрических измерений с почти моноэнергетическими нейтронами, поскольку основным способом выделения таких нейтронов из сплошного спектра реактора является метод времени пролета, рассмотренный ниже. Для устранения этого недостатка можно использовать **импульсные реакторы**.

Состояние ядерного реактора характеризуется эффективным коэффициентом размножения нейтронов K . Если $K > 1$, то ядерный реактор находится в надкритичном состоянии, цепная реакция нарастает во времени, и, если ее вовремя не оборвать, то произойдет взрыв. Если $K < 1$, то реакция затухает, реактор - подкритичен; при $K=1$ реактор находится в критическом состоянии, идет стационарный процесс и число делений постоянно во времени.

В импульсном реакторе на короткий промежуток времени (от 10^{-4} с до 10^{-1} с) с помощью специальных устройств (модуляторов реактивности) создается надкритичное состояние, т. е. коэффициент размножения нейтронов K в реакторе становится больше 1 (без учета запаздывающих нейтронов), и мощность реактора (т. е. интенсивность процесса деления ядер) быстро нарастает. Затем импульсный реактор переводится в подкритичное состояние и процесс затухает.

В периодических импульсных реакторах нейтронные импульсы инициируются и гасятся за счет периодического движения части активной зоны, части отражателя либо замедлителя.

Первый периодический импульсный реактор ИБР-1 (**Импульсный Быстрый Реактор**) был запущен в ОИЯИ (Дубна) в 1960 г. Идея ИБР-1 была предложена Д.И. Блохинцевым: между двумя частями плутония вращается диск с урановым вкладышем. При совпадении всех трех частей возникает мощная цепная реакция, которая быстро затухает. В дальнейшем в ОИЯИ был построен более мощный импульсный реактор ИБР-2 (официальная эксплуатация с 1984 г.). Активная зона ИБР-2, объемом 22 л содержит 82 кг двуокиси плутония и охлаждается жидким натрием. Модуляция реактивности осуществляется с помощью подвижного отражателя нейтронов. В 2004 году был пущен новый решетчатый отражатель из никелевого сплава, который состоит из двух частей, вращающихся в противоположных направлениях со скоростью 600 об/мин. Когда они оказываются одновременно напротив активной зоны, коэффициент резко возрастает и генерируется нейтронный импульс. Усредненная мощность ИБР-2 составляет 2 МВт; мощность в импульсе - 1500 МВт. Импульсы тепловых нейтронов длительностью ~300 микросекунд испускаются с периодом в 5 герц, нейтронный поток в импульсе на поверхности модератора $5 \cdot 10^{15}$ нейтронов/(см²·с).

В завершении этого раздела приведем картину развития мощных нейтронных источников на базе реакторов и ускорителей (см. рис. 4.9).

5 Спектрометрия нейтронов по методу времени пролета.

Все мощные источники (на базе реакторов и ускорителей) испускают сплошной спектр нейтронов. Для проведения большинства экспериментов с нейтронами необ-

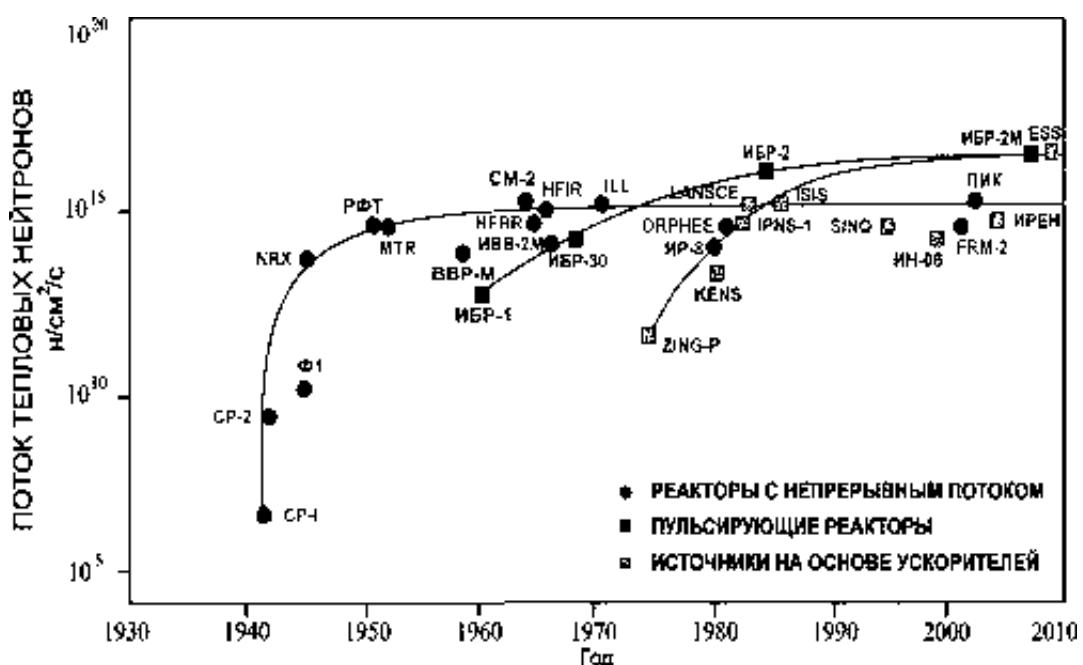


Рис. 4.9.

ходимо иметь практически монохроматические нейтроны с фиксированной известной энергией. Если заряженные частицы легко разделяются по энергии с помощью магнитных полей, то проблема разделения по энергиям нейтронов и получение монохроматических пучков представляет гораздо более сложную задачу. Одним из самых широко применяемых способов решения этой задачи является метод времени пролета.

Этот метод основан на том, что детектор нейтронов устанавливается на некотором расстоянии L от источника (отрезок L называется пролетной базой), см. рис.5.1. Время пролета t нейтроном этого отрезка однозначно определяет энергию нейтрона. Действительно энергия нейтрона в нерелятивистском приближении (хорошо применимым вплоть до нескольких десятков $MэB$) равна $E = \frac{mv^2}{2}$, где скорость нейтрона $v = \frac{L}{t}$. Поэтому

$$E = \frac{m}{2} \left(\frac{L}{t} \right)^2 \quad (5.1)$$

$$t = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{L}{\sqrt{F}} \quad (5.2)$$

Если выражать энергию в эB , длину пролетной базы—в m , скорость—в m/c , а время пролета—в $\mu\text{с}$, то выражения (5.1), (5.2) принимают вид:

$$E = 5226 \left(\frac{L}{t} \right)^2 \quad (5.3)$$

$$t = 72.3 \frac{L}{\sqrt{E}} \quad (5.4)$$

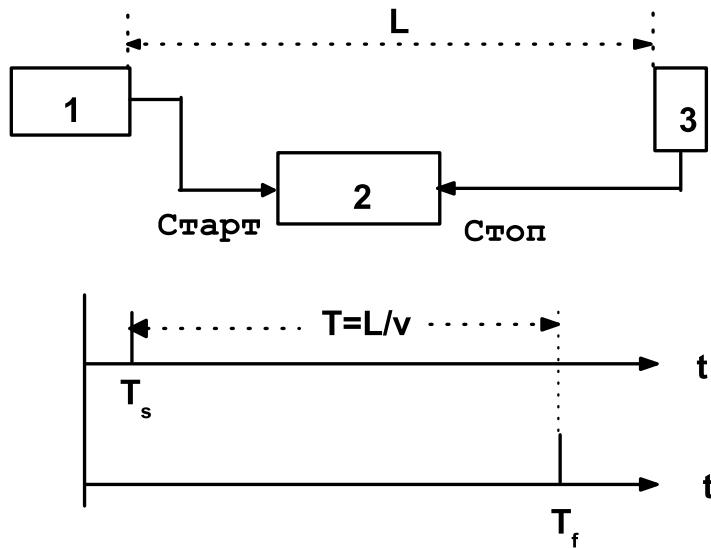


Рис. 5.1. 1 - устройство выработки сигнала возникновения нейтрона в момент времени t_s , 2 - времязадающий преобразователь, 3 - детектор нейтрона и устройство выработки сигнала регистрации нейтрона в момент времени t_f . Ниже временная диаграмма размещения сигналов.

Стартовым сигналом для отсчета времени служит начало вспышки импульсного нейтронного источника. При этом запускается временной анализатор. В зависимости от времени пролета базы сигнал от детектора нейтронов будет зарегистрирован тем или иным каналом анализатора. После многократного повторения импульсов источника в каждом канале временного анализатора накопится число отсчетов, пропорциональное количеству нейтронов с соответствующей этому каналу энергией. Дифференцируя соотношение (5.4), определим связь между относительной погрешностью измерения энергии (т.е. разрешающей способностью) и неопределенностью измерения времени пролета:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.78 \sqrt{E} \frac{\Delta t}{L} (\text{в \%}) \quad (5.5)$$

Неопределенность времени пролета Δt определяется, главным образом, длительностью импульса нейтронного источника τ . Интенсивность нейтронного потока падает с ростом пролетной базы из-за угловой расходимости пучка нейтронов от источника. Поэтому для улучшения разрешающей способности спектрометра по времени пролета (т.е. для уменьшения отношения (5.5) стараются в первую очередь уменьшить длительность импульса τ .

В случае реакторов с непрерывным нейтронным потоком возникает добавочная задача формирования импульсов выходящего из реактора нейтронного пучка. Это делается с помощью механического селектора-прерывателя. Схема такого селектора приведена на рис. 5.2

На пути пучка нейтронов устанавливается вращающийся ротор из вещества, хорошо поглощающего нейтроны. Вдоль диаметра ротора делается щель или система параллельных щелей, разделенных пластинами вещества-поглотителя. Нейтроны

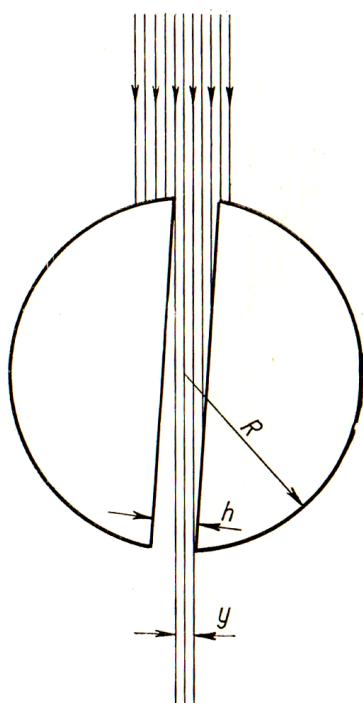


Рис. 5.2. Селектор-прерыватель.

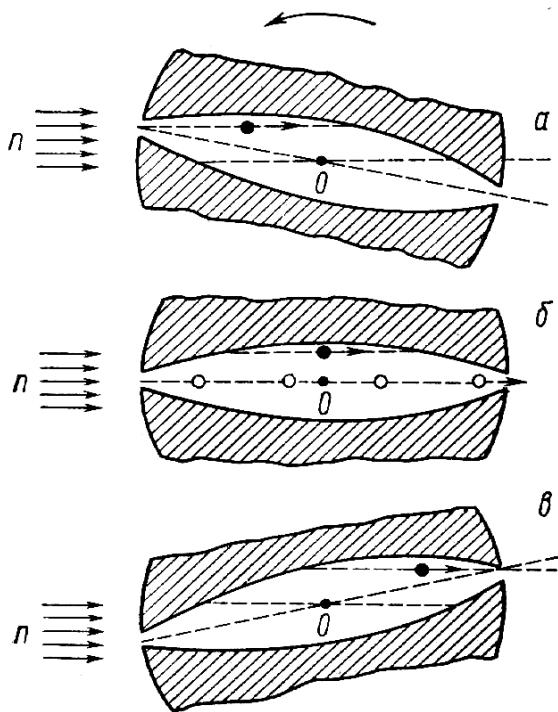


Рис. 5.3. Прохождение медленных (черные кружки) и быстрых (белые кружки) нейтронов через щель ротора.

проходят через ротор только в те моменты времени, когда щели параллельны (или почти параллельны) оси нейтронного пучка. Для запуска временного анализатора именно в эти моменты используются стартовые импульсы от фотоэлемента, на который при данном положении ротора падает отраженный от небольшого зеркальца пучок света. Если ширина щели равна h , то время Δt , пока щель открыта для прохождения потока нейтронов

$$\Delta t = \frac{h}{R\omega}, \quad (5.6)$$

где R — радиус ротора, а ω — угловая частота его вращения. Так формируется импульс нейтронного потока, который теперь можно использовать в методе времени пролета. Легко убедиться, что через селектор будут проходить лишь те нейтроны, чья скорость превышает граничное значение

$$v_{\text{гр}} = \frac{2R}{\Delta t} = \frac{2\omega R^2}{h} \quad (5.7)$$

Нейтроны с меньшими скоростями будут поглощены в роторе, что приведет к обрезанию измеряемого спектра при малых энергиях. Казалось бы, можно уменьшить граничную скорость, уменьшая величины ω или R . Но это приведет к увеличению длительности импульса (5.6) и к ухудшению разрешающей способности (т.е. к увеличению отношения (5.5). Поэтому часто щель в роторе делают бочкообразной (см.

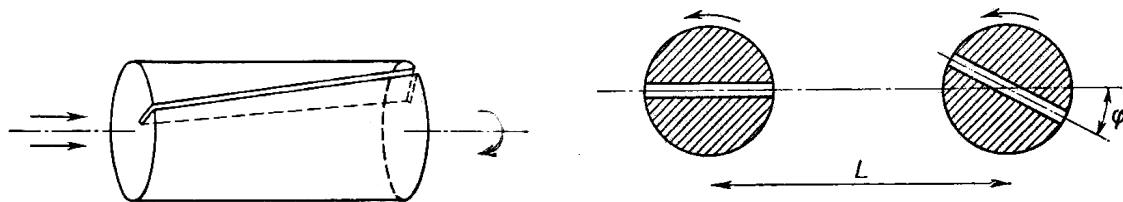


Рис. 5.4. Устройство монохроматизации нейtronов.

Рис. 5.5. Устройство монохроматизации нейtronов.

рис.5.3). Это позволяет пролетать через щель медленным нейtronам, но не увеличивает интервала пропускания быстрых нейtronов. Процесс прохождения через такую щель быстрых и медленных нейtronов изображен на том же рисунке.

Существует еще несколько способов выделения нужного участка энергий в сплошном спектре нейtronов с помощью вращающихся роторов.

Для монохроматизации нейtronов можно использовать ротор в виде вращающегося цилиндра с продольными щелями, идущими вдоль его оси по винтовой линии (Рис. 5.4). Нейтронный пучок падает на ротор параллельно оси его вращения. При вращении ротора через щели могут свободно проходить только такие нейтроны, которые пролетают длину цилиндра l за время поворота ротора на угол смещения α . Это время поворота равно величине $\frac{\alpha}{2\pi n}$, где n -угловая частота вращения ротора. Время перемещения нейтрана со скоростью v на длину цилиндра l равно l/v . Приравнивая эти величины , получаем выражение для скорости нейtronов, прошедших через щель

$$v = \frac{2\pi nl}{\alpha} \quad (5.8)$$

Из-за конечной ширины щели $\Delta\alpha$ (угол, охватываемый щелью) прошедшие через ротор нейтроны имеют разброс по скоростям

$$\Delta v = \pm 2\pi nl \frac{\Delta\alpha}{\alpha^2} \quad (5.9)$$

Поэтому разрешающая способность такого монохроматора

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta v}{v} = 2 \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \quad (5.10)$$

Еще один механический монохроматор состоит из двух роторов, размещенных на расстоянии L друг от друга и вращающихся с одинаковой угловой скоростью ω со сдвигом по фазе на угол φ (рис. 5.5). Через такую установку будут проходить только те нейтроны, чье время пролета между двумя роторами L/v равно времени φ/ω поворота ротора на угол φ . Следовательно, такой монохроматор пропускает нейтроны, имеющие скорость

$$v = \frac{\omega L}{\varphi} \quad (5.11)$$

6 Взаимодействие нейтронов с ядрами.

6.1 Нуклон-нуклонные взаимодействия и среднее поле ядра.

Основную информацию о нуклон-нуклонных потенциалах получают из экспериментов по рассеиванию нейтронов и протонов на протонах в широком диапазоне энергий. Далее решают обратную задачу — по сечениям и угловым распределениям восстанавливают вид потенциала. Разумеется, такой анализ не совсем однозначен, но он позволил установить основные свойства этого потенциала.

Экспериментальные данные свидетельствуют о зарядовой независимости ядерного потенциала — ядерные взаимодействия в системах нейtron — протон, протон — протон и нейtron-нейtron одинаковы с большой степенью точности.

Радиальная зависимость нуклон-нуклонного потенциала схематически изображена на рис. 6.1. Видно, что это в основном — короткодействующий потенциал притяжения. Притяжение является результатом того, что нуклоны обмениваются виртуальными π — мезонами. (Некоторым аналогом такого притяжения может служить “связующая” орбиталь электрона в ионе H_2^+ , удерживающая два заряженных протона в молекуле водорода). Виртуальность π — мезона (т.е. возможность нарушать закон сохранения энергии системы) связана с соотношением неопределенности “энергия — время”. Действительно, из этого соотношения следует, что частица с массой m_π может существовать вне нуклона в течении времени

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{m_\pi c^2}$$

За это время мезон, движущийся со скоростью c может удалиться на расстояние

$$r = c \cdot \Delta t = \frac{\hbar}{m_\pi c} = \lambda_{c\pi} , \quad (6.1)$$

где комптоновская длина волн $\lambda_{c\pi} \approx 1.4 \text{ fm}$. Эта величина и определяет радиус действия обменных сил притяжения нуклонов.

На очень малых расстояниях $r \approx 0.5 \text{ fm}$ потенциал притяжения переходит в отталкивающую сердцевину (“кор”). Можно сказать, что радиус “кора” является своеобразной границей между ядерной физикой и квантовой хромодинамикой (КХД). С точки зрения КХД нуклон состоит из трех夸克ов, заключенных в “мешок” радиуса r и взаимодействующими с помощью обмена глюонами.夸克 не могут вылетать из мешка по отдельности. Вылетают только определенные (называемые “бесцветными”)

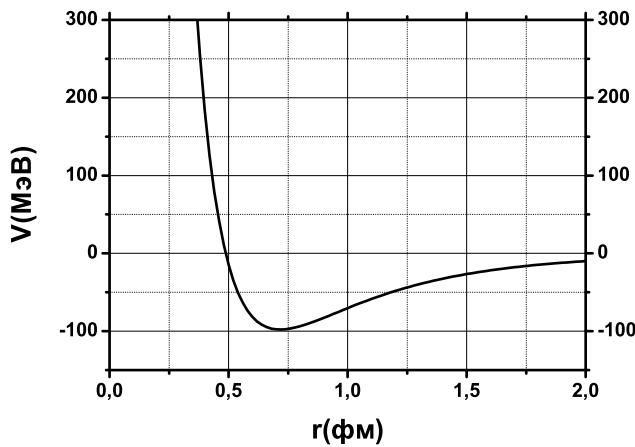


Рис. 6.1. Нуклон-нуклонный потенциал.

комбинации кварков. Например, π^+ -мезон является комбинацией u – кварка и анти- d – кварка. Поэтому ядерная физика имеет дело только с “бесцветными” адронами—тяжелыми барионами (например, нуклонами) и более легкими мезонами.

При низких энергиях относительно-го движения нуклонов отталкивающий “кор” практически можно не учитывать и аппроксимировать нуклон-нуклонный потенциал только феноменологическим притягивающим взаимодействием $v(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$. Тогда, по аналогии с теорией атома, можно ввести средний потенциал взаимодействия нуклона с ядром:

$$V(\vec{r}) = \int v(\vec{r} - \vec{r}') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' , \quad (6.2)$$

где $\rho(\vec{r}')$ – распределение плотности нуклонов в ядре. Этот средний потенциал достаточно хорошо изучен экспериментально. Его радиальная зависимость описывается формулой Вудса–Саксона (см. рис. 6.2):

$$V(r) = V_0 \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)} \quad (6.3)$$

Глубина потенциала характеризуется величиной $V_0 \approx 50 \text{ МэВ}$, радиус – величиной R_0 , а параметр диффузности a характеризует крутизну стенки потенциальной ямы (скорость убывания потенциала с ростом расстояния r). При $a \rightarrow 0$ потенциал принимает вид прямоугольной ямы. С увеличением a край ямы все больше размывается. Радиус ядра описывается формулой

$$R_0 = 1.2A^{1/3} \text{ fm} , \quad (6.4)$$

где A – число нуклонов в ядре. В этой формуле отражается факт несжимаемости ядерной материи (объем ядра пропорционален числу нуклонов, содержащихся в нем).

6.2 Одночастичные и многочастичные состояния нуклонов в ядре.

Прежде чем перейти к описанию рассеяния нейтронов на ядрах, рассмотрим классификацию связанных состояний нуклонов в ядрах. Решение задачи рассеяния с учетом сплошного спектра в квантовой механике всегда сложнее, чем решение аналогичной задачи нахождения связанных состояний. Поэтому имеет смысл вначале разобраться в физике связанных состояний ядер с тем, чтобы потом использовать полученные результаты для описания рассеяния и реакций при взаимодействии низкоэнергетических нейтронов с ядрами.

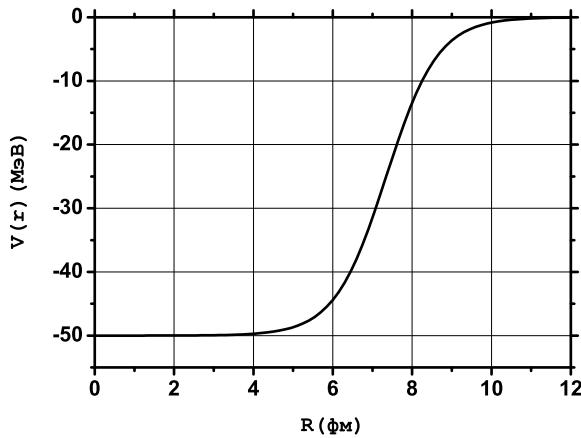


Рис. 6.2. Ядерный потенциал для $A = 208$, $a = 0.65 \text{ fm}$.

Прежде всего найдем одночастичные состояния нуклонов в потенциале (6.3). Для этого надо просто решить задачу о собственных значениях и волновых функциях

$$H_{s.p.}(\vec{r})\phi_i(\vec{r}) = \varepsilon_i\phi_i(\vec{r}) \quad (6.5)$$

для одночастичного гамильтониана

$$H_{s.p.}(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r}) \quad (6.6)$$

(В случае протона следует добавить к ядерному потенциалу кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы).

Для сферического ядра орбитальный момент является хорошим квантовым числом. Поэтому решение (6.5-6.6) даст нам последовательность одночастичных уровней вида: $1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p, 1g\dots$ (Как принято в спектроскопии, s соответствует орбитальному моменту $l = 0$, p – моменту $l = 1$ и т.д.). Оценим среднее расстояние D_0 между этими уровнями. Потенциал Вудса–Саксона близок по форме к потенциалу гармонического осциллятора со средне–квадратичным радиусом R_0^2 . Расстояние между уровнями такого осциллятора

$$D_0 = \hbar\omega_0 \approx 40A^{-1/3}M\text{эВ}$$

Для средних и тяжелых ядер ($A \geq 100$) это составит $6 - 8$ МэВ. Но надо учесть высокую степень вырождения уровней осциллятора (в каждой его оболочке содержится несколько вырожденных значений l), отсутствующую у потенциала Вудса–Саксона. Поэтому среднее расстояние между одночастичными уровнями в потенциале (6.3) будет $D_0 \approx 3$ МэВ.

Однако ядро — система многих нуклонов и мы можем размещать эти нуклоны по одночастичным уровням многими способами, (учитывая при этом принцип Паули). Каждый n -ый способ распределения нуклонов по одночастичным состояниям i (перенумеруем эти состояния греческими индексами $\alpha, \beta, \gamma\dots$) называется “чистой многочастичной конфигурацией” и описывается волновой функцией

$$\varphi_n(r_1, r_2\dots r_A) = \hat{A}\{\phi_\alpha(r_1)\phi_\beta(r_2)\dots\phi_\omega(r_A)\} \quad (6.7)$$

Здесь оператор \hat{A} означает антисимметризацию волновых функций. Волновая функция (6.7) описывает систему из A невзаимодействующих частиц, движущихся независимо в среднем поле ядра (6.3). Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H_0(r_1, r_2\dots r_A) = \sum_{i=1}^A H_{s.p.}(r_i) \quad (6.8)$$

Энергетические уровни такой системы определяются уравнением:

$$H_0\varphi_n = E_n^0\varphi_n \quad (6.9)$$

Однако включить все парные взаимодействия нуклонов в среднее поле невозможно. Их сильные короткодействующие части, не вошедшие в среднее поле образуют систему “остаточных” парных взаимодействий $V_{res}(\vec{r}_i - \vec{r}_k)$. Поэтому полный гамильтониан системы взаимодействующих нуклонов ядра имеет вид:

$$H = H_0 + \sum_{ik} V_{res}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (6.10)$$

Следовательно, истинные волновые функции ядра и его энергетические уровни можно найти, решив задачу на собственные значения уравнения

$$H\Psi_m = E_m\Psi_m \quad (6.11)$$

Для решения этой задачи можно искать полную волновую функцию m -го уровня ядра в виде суперпозиции чистых многочастичных конфигураций φ_n

$$\Psi_m = \sum_n c_n^m \varphi_n \quad (6.12)$$

Коэффициенты разложения c_n^m определяют амплитуду вероятности найти ядро с энергией возбуждения E_m в “чистой” конфигурации φ_n . Образно можно представить, что ядро в “истинном” состоянии Ψ_m все время переходит из одной чистой конфигурации в другую так, что время, проводимое в каждой n -той конфигурации (или вероятность найти ядро в этой конфигурации), пропорционально величине $|c_n^m|^2$.

Самое прямое решение задачи на собственные значения (6.11) производится так: Подставим разложение (6.12) в уравнение (6.11) и будем умножать его левую и правую части на φ_l^* с последующим интегрированием по координатам всех частиц. Пользуясь свойством ортогональности

$$\int \varphi_l^* \cdot \varphi_k d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_A = \delta_{lk} \quad ,$$

мы получим таким путем систему линейных уравнений вида:

$$(E_l^0 - E_m)c_l^m + \sum_n \langle \varphi_l | \sum_{ik} V_{res}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) | \varphi_n \rangle c_n^m = 0 \quad (6.13)$$

для определения коэффициентов c_n^m (т.е. волновых функций ядра (6.12)) и энергий E_m . Как известно, эта задача сводится к приведению матрицы полного гамильтонiana (6.10) к диагональному виду.

Вообще говоря, число N чистых конфигураций в разложении (6.12) определяется числом способов распределения A нуклонов по дискретным одночастичным уровням среднего поля. Даже для поля конечной глубины и радиуса и $A \sim 100$ это число практически бесконечно. Диагонализация матриц такого ранга, разумеется, нереальна. Спасает положение то, что при небольших энергиях возбуждения ядра большинство нуклонов остается на полностью заполненных нижних одночастичных состояниях. Они образуют инертный остов (или море Ферми), являющийся источником среднего поля ядра. В возбуждении принимает участие лишь небольшое число взаимодействующих квазичастиц. Это позволяет резко уменьшить число N и производить спектроскопические расчеты энергий, волновых функций и вероятностей переходов для низколежащих состояний ядер. Однако уже для энергий порядка 8 МэВ, соответствующих энергии связи, вносимой медленным нейtronом в ядро-мишень, число квазичастиц, участвующих в возбуждении ядра, резко возрастает. Кроме того, при этом усиливается вклад в полный гамильтониан (6.10) остаточных парных взаимодействий нуклонов. Нетрудно убедиться, что эти взаимодействия разрушают симметрии среднего поля ядра, практически полностью снимают все вырождения уровней

этого поля и приводят к полному смешиванию чистых конфигураций в разложении (6.12). Это приводит к резкому (практически экспоненциальному) увеличению плотности уровней ядра с ростом его энергии возбуждения. Можно показать, что при полном смешивании чистых конфигураций (когда все N коэффициентов разложения (6.12) примерно равны) плотность уровней системы возрастает в N раз по сравнению с одночастичной плотностью $1/D_0$. Поэтому при возбуждениях ядра, возникающих при попадании в него медленного нейтрона среднее расстояние между уровнями ядра будет

$$D \approx \frac{D_0}{N} \quad (6.14)$$

Как мы увидим, в области энергий возбуждения ядра порядка 8 МэВ $N \approx 10^6$ для средних и тяжелых ядер. Следовательно, расстояние между уровнями D порядка нескольких эВ. Разумеется, задача диагонализации матриц такого ранга ($10^6 \times 10^6$) невозможна даже для современных компьютеров. Исследование таких возбужденных состояний ядер требует совсем иных подходов, на которых мы остановимся позже.

А пока вспомним основные способы решения задачи рассеяния в квантовой механике.

6.3 Упругое рассеяние нейтронов средним полем ядра.

Начальной стадией процесса рассеяния в системе центра масс является движение навстречу друг другу двух бесконечно удаленных частиц. При их сближении взаимодействие между частицами меняет состояние их движения, затем частицы разлетаются. Конечной стадией процесса рассеяния является движение частиц друг от друга.

Часто удобно вместо временного описания задачи рассеяния рассматривать эквивалентную стационарную задачу. При стационарном описании процесса рассеяния предполагается, что имеется непрерывный поток частиц, летящих из бесконечности, который из-за взаимодействия с рассеивающим центром переходит в поток разлетающихся (рассеянных) частиц. Задача рассеяния состоит в вычислении при заданном силовом поле потока рассеянных частиц (на бесконечном расстоянии от рассеивающего центра) как функции потока падающих частиц. Поскольку рассеянные частицы при большом удалении от центра движутся свободно, то относительная энергия их движения всегда положительна и не квантована. Таким образом, в задаче рассеяния мы имеем дело с непрерывным спектром. Итак, в стационарной формулировке задача рассеяния частицы приведенной массы m с положительной энергией относительного движения в потенциальном поле $V(r)$ радиуса d сводится к решению уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V(\vec{r})\psi = E\psi \quad (6.15)$$

или иначе

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\vec{r}) = U(\vec{r})\psi(\vec{r}), \quad (6.16)$$

где

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad U(\vec{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r}).$$

Вне области действия сил ($r \gg d$) налетающие частицы движутся свободно, и их состояние движения можно описать падающей плоской волной

$$\varphi_a(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}} \quad (6.17)$$

удовлетворяющей волновому уравнению (6.16) без правой части. Волновой вектор \vec{k}_a связан с импульсом \vec{p} относительного движения простым соотношением $\vec{p} = \hbar \vec{k}_a$.

Интересующее нас асимптотическое решение полного уравнения (6.16) имеет вид:

$$\psi_a(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}} + A_{ba} \frac{e^{ikr}}{r} \quad \text{при } r \gg d, \quad (6.18)$$

где амплитуда рассеяния при расходящейся волне

$$A_{ba} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}_b \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \psi_a(\vec{r}') d\vec{r}' = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \varphi_b | V | \psi_a \rangle \quad (6.19)$$

Выход этого соотношения можно найти в книге [11].

Дифференциальное сечение рассеяния имеет вид:

$$d\sigma = |A_{ba}|^2 d\Omega \quad (6.20)$$

При упругом рассеянии $|\vec{k}_b| = |\vec{k}_a|$, поэтому амплитуда рассеяния есть функция от угла θ между этими векторами (т.е. от угла рассеяния):

$$A_{ba} = f(\theta)$$

Видно, что запись решения (6.18) имеет весьма формальный характер, поскольку для нахождения амплитуды (6.19) все равно требуется найти волновую функцию $\psi_a(\vec{r})$.

В случае, когда рассеивающий потенциал можно считать малым возмущением, в амплитуде (6.19) неизвестную функцию $\psi_a(\vec{r})$ можно заменить невозмущенной функцией $\varphi_a(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}}$. Такая замена позволяет рассчитать амплитуду рассеяния в первом борновском приближении:

$$A_{ba}^B = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \varphi_b | V | \varphi_a \rangle \quad (6.21)$$

Это приближение очень важно для нейтронной физики, поскольку именно оно позволяет производить расчеты взаимодействия медленных нейтронов со сплошными средами. А исследование этих взаимодействий является одним из самых важных направлений современной нейтронной физики.

6.4 Метод парциальных волн.

Если потенциал поля, в котором происходит рассеяние, обладает сферической симметрией, то момент количества движения l является интегралом движения. Другими словами, состояния, соответствующие разным значениям углового момента, в рассеянии участвуют независимо. Поэтому удобно представить падающую волну в

виде суперпозиции парциальных волн, относящихся к каждому моменту количества движения, т.е. в виде разложения по полиномам Лежандра.

Выберем ось z координатной системы вдоль направления импульса падающей волны; тогда решением уравнения Шредингера для свободного движения, когда $U(r) = 0$, волновая функция частицы имеет вид плоской волны e^{ikz} . Разложим эту функцию в ряд по полиномам Лежандра.

$$e^{ikz} = \sum_l (2l+1)i^l R_l(r) P_l(\theta) \quad (6.22)$$

Подставив это разложение в уравнение Шредингера, получим уравнение для функции $R_l(r)$, которое совпадает с уравнением для сферической функции Бесселя. Итак, радиальная часть каждой парциальной волны описывается функцией Бесселя $j_l(kr)$, удовлетворяющей уравнению

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 \right] j_l(kr) = 0 \quad (6.23)$$

Видно, что начало координат $r = 0$ окружено центробежным барьером $\frac{l(l+1)}{r^2}$, за который не могут проникать падающие частицы с ненулевым угловым моментом. Это соответствует теории рассеяния в классической механике, где падающие частицы с ненулевым прицельным параметром $b = (l/p)$ также не могут попасть в точку $r = 0$. В случае нейtronов внутрь сферы с радиусом, равным радиусу ядра d (в пренебрежении проницаемостью центробежного барьера) могут проникнуть лишь частицы с энергией, превышающей центробежный барьер

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \geq \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2md^2} \quad , \text{т.е. } kd \geq \sqrt{l(l+1)} \approx l$$

В наиболее интересной области энергий низколежащих нейтронных резонансов в средних и тяжелых ядрах $kd \approx 10^{-3}$. Поэтому основной вклад в рассеяние (и реакции) вносит вклад парциальная волна с $l = 0$, т.е. s -волна.

Учитывая, что на больших расстояниях от центра сферическая функция Бесселя сводится к простому выражению

$$j_l(kr) = \frac{\sin(kr - l\pi/2)}{kr} \text{ для } kr \gg l$$

можно представить асимптотическое значение (6.22) в виде

$$e^{ikz} = (kr)^{-1} \sum_l (2l+1)i^l P_l(\theta) \rho_l(r), \quad (6.24)$$

где

$$\rho_l(r) = \sin(kr - l\pi/2) = \frac{i}{2} \{ e^{-i(kr-l\pi/2)} - e^{i(kr-l\pi/2)} \} \quad (6.25)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках (6.25) соответствует сходящимся, а второе — расходящимся от центра сферическим волнам.

Итак, каждая парциальная волна в (6.24) на больших расстояниях от центра представляет собой суперпозицию расходящейся от центра и сходящейся к центру сферических волн.

Решение уравнения (6.16), определяющего рассеяние частицы в центрально-симметричном потенциальном поле $V(r)$, имеющем конечный радиус действия, можно также искать в виде суперпозиции парциальных волн:

$$\psi(\vec{r}) = (kr)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)i^l R_l(r) P_l(\theta) \quad (6.26)$$

Переходя в уравнении (6.16) к сферической системе координат и подставляя (6.26), получим уравнение для функции $R_l(r)$:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 \right) R_l(r) = \frac{2mV(r)}{\hbar^2} R_l(r) \quad (6.27)$$

Волновая функция (6.26) должна быть конечной при $r = 0$, следовательно, функция $R_l(r)$ удовлетворяет граничному условию

$$R_l(r=0) = 0$$

Нас интересуют решения уравнения (6.27), которые на больших расстояниях от центра представляют суперпозицию радиальной части (6.25) парциальной волны, соответствующей квантовому числу l в падающей волне, и уходящих от центра рассеянных волн. Взаимодействие потока падающих частиц с рассеивающим полем изменит только амплитуду расходящихся от центра волн в (6.25). Поэтому асимптотическое значение радиальной функции $R_l(r)$ при $kr \gg l$ в уравнении (6.27) можно написать в виде

$$R_l(r) = \frac{i}{2} \{ e^{-i(kr-l\pi/2)} - S_l e^{i(kr-l\pi/2)} \} = \sin(kr - \frac{l\pi}{2}) + \frac{i}{2} (-1)^l (1 - S_l) e^{ikr} \quad (6.28)$$

Коэффициент S_l , определяющий в (6.28) изменение уходящих от центра волн, зависит от энергии относительного движения и называется диагональным матричным элементом матрицы рассеяния, соответствующим орбитальному моменту ℓ .

Подставляя (6.28) в (6.26), при учете (6.24) находим асимптотическое значение волновой функции в виде (6.18)

$$\psi_a(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \text{при } kr \gg l , \quad (6.29)$$

где амплитуда рассеяния $f(\theta)$ выражается через матричные элементы матрицы рассеяния

$$f(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - S_l) P_l(\theta) \quad (6.30)$$

Матричные элементы матрицы рассеяния S_l однозначно определяют амплитуду рассеяния. Они являются комплексными числами. При упругом рассеянии матричные элементы матрицы рассеяния могут быть выражены через вещественные фазовые смещения (фазовые сдвиги, или фазы рассеяния) δ_l с помощью соотношений

$$S_l = \exp(2i\delta_l) , \quad S_l - 1 = 2ie^{i\delta_l} \sin \delta_l \quad (6.31)$$

Поэтому амплитуду рассеяния можно записать в виде

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l \cdot P_l(\theta) \quad (6.32)$$

Используя выражение (6.20) для дифференциального сечения и учитывая, что

$$\int P_{l'}(\theta) P_l(\theta) d\Omega = \frac{4\pi}{2l+1} \delta_{ll'} \quad ,$$

получим выражение для полного сечения упругого рассеяния

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 d\Omega = \sum_l \sigma_l \quad , \quad (6.33)$$

где парциальные сечения

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) |1 - S_l|^2 \quad (6.34)$$

В наиболее интересном для нас случае s -волны ($l = 0$) амплитуда рассеяния не зависит от угла θ -рассеяние изотропно.

В теории рассеяния показывается, что для очень медленных частиц, когда $kd \ll 1$ парциальные фазы имеют вид

$$|\delta_l| \approx \frac{(kd)^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2} c \quad , \quad (6.35)$$

где не зависящая от энергии величина c определяется видом потенциала. Это подтверждает, что при низких энергиях вклад в сечение вносит только s -волнам с $\delta_0 = kd$.

В физике медленных нейтронов очень важна введенная Ферми величина a , называемая длиной рассеяния:

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} f$$

Учитывая соотношения (6.30)-(6.31), получаем

$$a = - \frac{i}{2k} (S_{l=0} - 1) = - \frac{i}{2k} (e^{2i\delta_0} - 1) \approx \frac{\delta_0}{k} \quad (6.36)$$

6.5 Одночастичные резонансы в потенциальном рассеянии.

Рассмотрим s -волновое рассеяние на прямоугольной яме радиуса d (т.е. будем для простоты пренебрегать размытием края потенциала Вудса—Саксона). Чтобы не путать радиус ядра с радиальной функцией $R_{l=0}(r)$ мы в последующих выводах будем обозначать радиус ядра буквой d .

В этом случае (см. (6.28)) асимптотическое выражение для радиальной волновой функции, справедливое при $r \geq d$ имеет вид:

$$R_0(r) = \frac{i}{2} \{ e^{-ikr} - S_0 e^{ikr} \} \quad , \quad (6.37)$$

а сечение упругого рассеяния

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} |1 - S_0|^2 \quad (6.38)$$

Элемент матрицы рассеяния S_0 можно выразить через безразмерную логарифмическую производную функции (6.37) на границе ядра (т.е. при $r = d$)

$$L(E) = d \left\{ \frac{dR_0}{dr} \right\}_{r=d} = -ix \frac{1 + S_0 e^{2ix}}{1 - S_0 e^{2ix}}, \quad (6.39)$$

где $x = kd$. Как мы увидим, логарифмическая производная на границе потенциала всегда используется для сшивания волновой функции и ее производной внутри и вне потенциала и позволяет найти фазу рассеяния (или S -матрицу). Мы также используем ее, чтобы найти S_0 :

$$S_0 = -e^{-2ix} \frac{x - iL}{x + iL} \quad (6.40)$$

Значение энергии E_r , при которой $L(E_r) = 0$, называют резонансной энергией. При резонансной энергии сечение упругого рассеяния (6.38) достигают максимальных (резонансных) значений. Разложим $L(E)$ вблизи одной из резонансных энергий в ряд по степеням разности $(E - E_r)$:

$$L(E) = \left(\frac{\partial L}{\partial E} \right)_{E_r} (E - E_r) + \dots \quad (6.41)$$

Ограничевшись первым членом разложения и введя обозначение

$$\Gamma = - \frac{2x}{\left(\frac{\partial L}{\partial E} \right)_{E_r}}, \quad (6.42)$$

получим:

$$S_0(E) = e^{-2ix} \frac{(E - E_r) - i\Gamma/2}{(E - E_r) + i\Gamma/2} = e^{-2ix} - \frac{i\Gamma e^{-2ix}}{(E - E_r) + i\Gamma/2} \quad (6.43)$$

Видно, что резонанс соответствует полюсу S -матрицы на комплексной плоскости энергии. Подставляя (6.43) в (6.38), получим:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\pi}{k^2} |1 - S_0|^2 = 4\pi \left| \frac{1 - S_0}{2k} \right|^2 = 4\pi \left| \frac{1}{2k} (1 - e^{-2ix} + \frac{i\Gamma e^{-2ix}}{(E - E_r)^2 + i\Gamma/2}) \right|^2 = \\ &4\pi \left| \frac{1}{2k} (1 - e^{-2ix}) + \frac{1}{2k} \frac{i\Gamma e^{-2ix}}{(E - E_r)^2 + i\Gamma/2} \right|^2 = 4\pi \left| \frac{ie^{-ix} \sin x}{k} + \frac{1}{2k} \frac{i\Gamma e^{-2ix}}{(E - E_r)^2 + i\Gamma/2} \right|^2 = \\ &4\pi \left| \frac{e^{-ix} \sin x}{k} + \frac{1}{k} \frac{e^{-2ix} \Gamma/2}{(E - E_r)^2 + i\Gamma/2} \right|^2 = 4\pi |A_{\text{рез}} + A_{\text{пот}}|^2 \end{aligned} \quad (6.44)$$

где амплитуда резонансного рассеяния

$$A_{\text{рез}} = \frac{e^{-2ix}}{k} \frac{\Gamma/2}{(E - E_r) + i\Gamma/2}, \quad (6.45)$$

а амплитуда потенциального рассеяния

$$A_{\text{пот}} = \frac{1}{k} e^{-ix} \sin x. \quad (6.46)$$

Иногда ее называют амплитудой рассеяния на непроницаемой сфере. Это название связано с тем, что сечение рассеяния, обусловленное только этой частью амплитуды, равно

$$\sigma_{\text{пот}} = 4\pi |A|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 kd \approx 4\pi d^2 \quad (6.47)$$

Если бы ядро представляло абсолютно отражающую сферу радиуса d , то при $r = d$ волновая функция $R_0(r)$ обращалась бы в нуль, т.е.

$$R_0(d) = \frac{i}{2}(e^{-ikd} - S_0 e^{ikd}) = 0$$

Поэтому $S_0 = e^{-2ikd}$ и сечение рассеяния на такой сфере

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} |1 - e^{-2ikd}|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 kd \approx 4\pi d^2$$

равнялось бы сечению (6.47). Любопытно отметить, что сечение потенциального рассеяния на притягивающем потенциале ядра равно сечению рассеяния на абсолютно отталкивающей сфере того же радиуса.

Разделение амплитуды упругого рассеяния на две части: амплитуду резонансного и амплитуду потенциального рассеяния — зависит от выбора значения d и является некоторым формальным приемом. На опыте измеряется только сумма ($A_{\text{пот}} + A_{\text{рез}}$).

В области энергии, мало отличающейся от E_r , амплитуда резонансного рассеяния значительно больше амплитуды потенциального рассеяния, поэтому сечение упругого рассеяния при $E \sim E_r$ приближенно выражается только через квадрат модуля амплитуды резонансного рассеяния

$$\sigma \approx \sigma_{\text{рез}} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (6.48)$$

Эта формула называется резонансной формулой Брейта—Вигнера. Сечение в окрестности резонанса имеет вид, изображенный на рис. 6.3. Величина Γ называется шириной резонанса. Сравнивая общее выражение (6.34) для сечения рассеяния s -волны

$$\sigma_{l=0} = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 \quad (6.49)$$

с резонансным сечением (6.48), нетрудно убедиться, что фаза резонансного рассеяния имеет вид

$$\delta_{\text{рез}}(E) = -\arctg \frac{\Gamma}{2(E - E_r)} \quad (6.50)$$

Это показывает, что в интервале энергий порядка Γ вокруг резонанса фаза скачком изменяется на величину π (см. формулу (6.50) и рис. 6.4). В точке резонанса $E = E_r$ фаза проходит значение $\pi/2$, а сечение (6.48) достигает максимума

$$\sigma_0(E = E_r) = \frac{4\pi}{k^2},$$

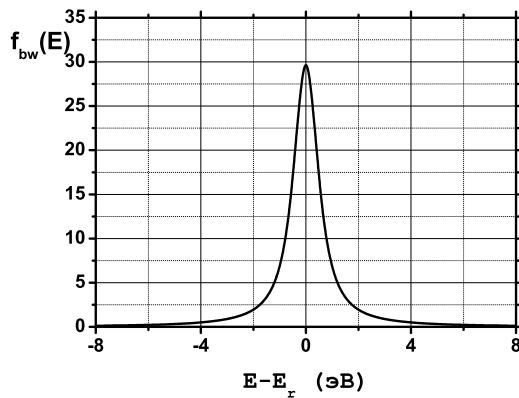


Рис. 6.3. Функция Брейта-Вигнера. Энергия резонанса - $8 MэВ$, ширина - $1 эВ$

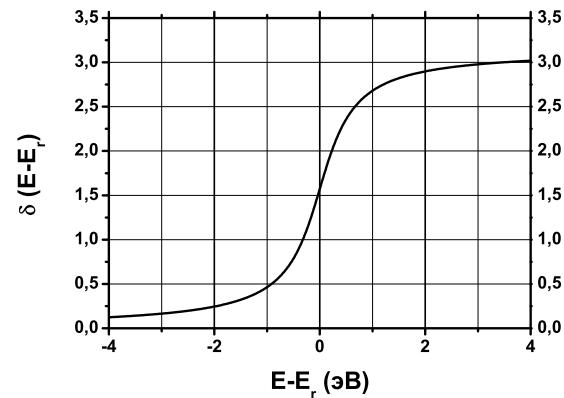


Рис. 6.4. Фаза потенциального рассеяния. Энергия резонанса - $8 MэВ$, ширина - $1 эВ$

не зависящего от радиуса потенциала и определяемого лишь энергией, или длиной волны нейтрона $\lambda = 2\pi/k$.

6.6 Физический смысл потенциального резонанса.

По нашему определению резонансной энергии это—точка в сплошном спектре, в которой безразмерная логарифмическая производная $L(E)$ обращается в нуль.

Рассмотрим теперь задачу определения связанных состояний в прямоугольной яме глубиной V_0 и радиуса d . В этом случае уравнение для радиальной функции имеет вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + K^2 \right) R_0(r) = 0 \quad \text{для } r \leq d$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \gamma^2 \right) R_0(r) = 0 \quad \text{для } r \geq d$$

где

$$K = \sqrt{\frac{2m(V_0 - \varepsilon)}{\hbar^2}}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{\hbar^2}}, \quad (6.51)$$

а $\varepsilon > 0$ —энергия связи уровня. Решения этих уравнений:

$$R_0 = A \sin Kr \quad \text{для } r \leq d \quad (6.52)$$

$$R_0 = Be^{-\gamma r} \quad \text{для } r \geq d \quad (6.53)$$

Значение логарифмической производной для функции (6.53):

$$L = -\gamma d.$$

Это показывает, что граничные условия для потенциального резонанса практически совпадают с граничными условиями связанного уровня с энергией связи близкой к нулю.

$$L(E_r) = 0 \quad L = -\gamma d \approx 0 \quad \text{если} \quad \varepsilon \approx 0$$

Это значит, что и волновые функции резонанса очень близки к волновым функциям слабо связанного одночастичного состояния.

Вернемся к задаче рассеяния и покажем, что при резонансной энергии амплитуда волновой функции внутри потенциала резко возрастает. Действительно, подставляя в выражение (6.37) значение $S_0 = e^{2i\delta}$, можно получить для "внешней" радиальной функции при $r \geq d$:

$$R_0(r = d) = e^{i\delta} \sin(kd + \delta) \quad (6.54)$$

Пренебрегая величиной $kd \ll 1$ и, следовательно, вкладом фазы потенциального рассеяния, получим для "внешней" волновой функции

$$R_0(r = d) \approx e^{i\delta_{res}} \sin \delta_{res} \quad (6.55)$$

"Внутренняя" волновая функция при $r \leq d$ имеет вид (6.52) и на границе ядра:

$$\begin{aligned} R_0 &= A \sin Kd, \quad \text{где} \\ K &= \left(\frac{2m(V_0 + E)}{\hbar^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (6.56)$$

а $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ – кинетическая энергия налетающего нейтрона вне ядра.

Приравнивая значения внутренней и внешней функций при $r = d$, получим:

$$A \sin Kd \approx e^{i\delta_{res}} \sin \delta_{res}.$$

Поэтому

$$|A|^2 \approx \frac{\sin^2 \delta_{res}}{\sin^2 Kd} \quad (6.57)$$

Вспоминая, что сечение в окрестности резонанса имеет вид

$$\sigma_0(E) \approx \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_{res} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4},$$

получим

$$\sin^2 \delta_{res} = \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}$$

Поэтому вблизи от резонанса

$$|A|^2 \approx C \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}$$

где величину

$$C = \sin^{-1} Kd$$

можно считать практически независимой от энергии, т.к. $E \ll V_0$ в формуле (6.61).

Это означает, что при резонансных энергиях вероятность найти частицу внутри ядра резко возрастает. На языке нестационарной теории это приводит к резкому возрастанию времени нахождения частицы внутри ядра. Можно показать, что это время определяется соотношением:

$$T(E) \approx \frac{\hbar\Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (6.58)$$

При $E = E_r$ мы получаем обычно используемую оценку времени жизни резонансного состояния:

$$\tau_{res} \sim \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (6.59)$$

Покажем теперь, что, хотя резонансы лежат в области сплошного спектра (когда собственные значения энергии частицы меняются непрерывно), энергия резонансов E_r может принимать лишь дискретные значения, подобно связанным состояниям.

Для этого снова воспользуемся тем, что безразмерная логарифмическая производная (6.39) волновой функции на границе ядра обращается в нуль при $E = E_r$. На этот раз мы вычислим значение $L(E)$ для “внутренней” волновой функции (6.52)(в задаче рассеяния в этом уравнении заменяем $-\epsilon < 0$ на $E > 0$):

$$L(E_r) = Kd \cdot \operatorname{ctg}(Kd) = 0 \quad (6.60)$$

Отсюда возникает условие на волновой вектор (или на длину волны $\Lambda = 2\pi/K$) нейтрона в резонансе:

$$Kd = (2n + 1)\frac{\pi}{2}, \quad n = 0, 1, 2\dots \quad (6.61)$$

которое можно переписать в виде

$$d = (2n + 1)\frac{\Lambda}{4} \quad (6.62)$$

Это означает, что внутри потенциала должно уложиться нечетное число четвертей длин волн. В точности такое условие определяет в механике и акустике спектр собственных частот резонаторов, у которых один конец закреплен неподвижно (у нас это $R(r = 0) = 0$), а другой может колебаться. Простейший резонатор такого типа—пластина длиной d , один конец которой закреплен. К этому же типу относятся камертоны и их резонирующие полости (длинный ящик с одним открытым концом), колокола и т.д. Под действием внешнего источника в этих резонаторах возбуждаются стоячие волны собственных частот колебаний, удовлетворяющие условию (6.62). Значение $n = 0$ соответствует основной частоте, при которой на свободном конце резонатора возникает первая пучность. Большие значения n соответствуют высшим обертонам резонансных колебаний, когда на длине резонатора умещаются 2, 3 и более пучностей. Явления механического и акустического резонанса были открыты и изучены задолго до квантовой механики с ее волновыми свойствами. Оттуда и было заимствовано понятие и название резонанса.

Итак, мы видим, что потенциальные резонансы обладают теми же свойствами, что и одночастичные связанные состояния—дискретным спектром энергий, при которых вероятность найти частицу внутри потенциала резко возрастает. Даже конечные

значения ширины Γ и времени жизни τ не являются их принципиальным отличием от возбужденных дискретных состояний, многие из которых могут также распадаться (например, с испусканием электромагнитного излучения) и потому также обладают относительно малыми временами жизни τ . Оценим расстояние между уровнями с $l = 0$, используя уравнение (6.61).

$$\begin{aligned} K &= \frac{\pi}{2d}(2n+1) \\ K^2 &= \frac{\pi^2}{4d^2}(2n+1)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(V_0 + E) \\ \frac{2m}{\hbar^2}(E_2 - E_1) &= \frac{\pi^2}{4d^2}[(2n+3)^2 - (2n+1)^2] \\ D_0 = E_2 - E_1 &= \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{4d^2} 8(n+1) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{md^2}(n+1) \end{aligned} \quad (6.63)$$

Для $A \sim 100$ $d \approx r_0 \cdot A^{1/3} = 5.6$ фм

$$D_0 = \frac{197^2 (\text{MeV fm})^2 \pi^2}{938 \cdot 5.6^2 \text{MeV} \cdot \text{fm}^2} = 13.6 \cdot (n+1) \text{ MeV}$$

Для $n = 0$ $D_0 = 13.6$ MeV.

Учитывая наличие потенциальных резонансов с отличными от нуля значениями ℓ , получим для средних и тяжелых ядер D_0 порядка 3 МэВ, что совпадает с нашей прежней оценкой D_0 для одночастичных связанных состояний с различными значениями ℓ .

Перейдем теперь к оценке ширины резонанса Γ . Вычислим логарифмическую производную для "внешней" радиальной функции (6.54):

$$L(E) = kd \cdot \operatorname{ctg}(kd + \delta) \quad (6.64)$$

В максимуме резонансного сечения фаза принимает значение $\delta = \pi/2$. Поэтому

$$L(E = E_r) = -kd \cdot \operatorname{tg}(kd) \approx -k^2 d^2 \quad (6.65)$$

Производная, стоящая в выражении (6.42) для Γ :

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad L = -k^2 d^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} d^2 \quad \frac{\partial L}{\partial E} = -\frac{2m}{\hbar^2} d^2$$

Следовательно

$$\Gamma = -\left. \frac{2kd}{\partial L} \right|_{E_r} \approx \left. \frac{\hbar^2}{md^2} kd \right|_{E_r} \equiv \theta^2 kd \quad (6.66)$$

Величину θ^2 , не зависящую от энергии, часто называют приведенной шириной одночастичного резонанса. Для средних и тяжелых ядер $\theta^2 \approx 1$ МэВ. Множитель (kd) показывает насколько ослабевает поток частиц, выходящих из ядра наружу. Он называется проницаемостью. В случае $l \neq 0$ проницаемость связана прежде всего

с необходимостью частице пройти под центробежным барьером. Поэтому для любых значений ℓ проницаемость пропорциональна величине $(kd)^{2\ell+1}$. В случае $\ell = 0$ центробежного барьера нет, но ослабление потока связано с тем, что его большая часть отражается от скачка потенциала на краю ямы. Мы уже упоминали, что в интересующей нас области низких энергий $(kd) \approx 10^{-3}$. Поэтому ширина (6.66) одиночастичного резонанса для $\ell = 0$ $\Gamma \approx 1 \text{ кэВ}$. Для резонанса с $\ell = 1$ (p -резонанса) ширина уменьшается в 10^6 раз по сравнению с шириной s -резонансов. Именно поэтому основной вклад в сечение упругого рассеяния при энергиях порядка $1 \div 10 \text{ эВ}$ вносят s -резонансы. Вклад p -резонансов становится ощутимым лишь при энергиях нейтронов порядка 1 МэВ .

Итак, мы убедились, что аналогами одночастичных состояний в сплошном спектре являются одночастичные резонансы в упругом рассеянии нейтронов.

Однако ядро—это система многих взаимодействующих нуклонов. Поэтому одночастичные резонансы—так же редко встречаются в эксперименте, как и одночастичные связанные состояния. Поэтому мы перейдем к рассмотрению многочастичных резонансов составного ядра (“компаунд—ядра”), возникающих при взаимодействии нейтронов с ядром-мишенью.

6.7 Многочастичные резонансы.

В полной аналогии с многочастичными связанными состояниями волновую функцию многочастичного резонанса можно представить в виде разложения по чистым многочастичным конфигурациям:

$$\Psi_m = \sum_n c_n^m \varphi_n \quad (6.67)$$

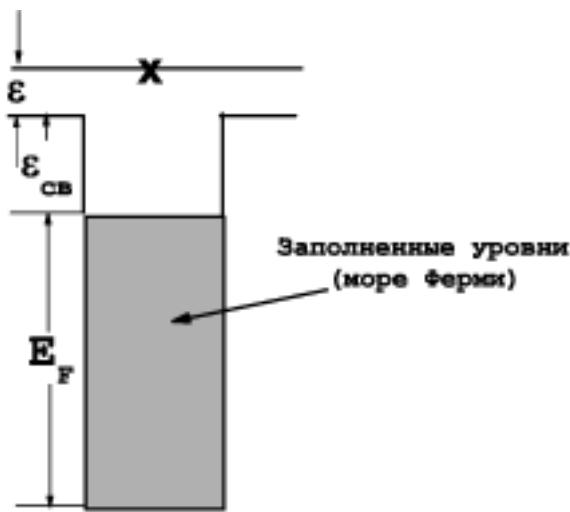


Рис. 6.5. Конфигурация φ_0

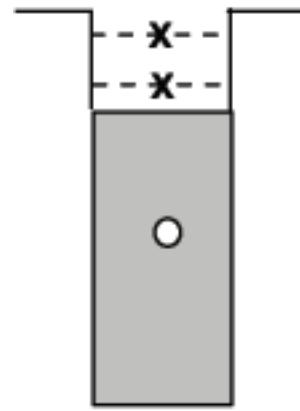


Рис. 6.6. Конфигурация φ_1

Физический смысл этого разложения можно понять, рассматривая последовательно процесс взаимодействия налетающего нейтрона с ядром-мишенью. В начале

этого процесса мы имеем невозбужденное ядро–мишень и налетающий нейtron с кинетической энергией ε в среднем поле мишени. Основное (невозбужденное) состояние мишени можно представить, как Ферми–море, где все уровни до поверхности Ферми заняты нуклонами. Тогда это начальное состояние нашей системы представляет собой одно–квазичастичную конфигурацию φ_0 , изображенную на рис. 6.5. Вся энергия возбуждения нашей системы, равная сумме кинетической энергии ε нейтрона и его энергии связи $\varepsilon_{\text{св}}$ в ядре, сосредоточена на одной частице—налетающем нейтроне. Поэтому конфигурацию φ_0 часто называют одночастичной модой возбуждения составного ядра. Далее налетающий нейtron может столкнуться с одним из нуклонов мишени и передать ему часть своей энергии, перейдя на связанный уровень. Мы рассматриваем область низколежащих резонансов, когда кинетическая энергия налетающего нейтрона ниже порога открытия неупругого канала. Поэтому всякое парное соударение с нуклоном мишени обязательно переведет нейtron в связанное состояние. Нуклон мишени после такого соударения также не сможет получить достаточно энергии для вылета из ядра и может перейти только на возбужденное связанное состояние. Значит после первого парного соударения у нас образуется трех–квазичастичная (2 частицы над поверхностью Ферми и дырка под этой поверхностью) конфигурация составного ядра φ_1 (рис. 6.6). Следует помнить, что число доступных трех–квазичастичных конфигураций определяется числом способов рассадки возбужденных нуклонов по незанятым одночастичным уровням с учетом различных ориентаций спинов нуклонов. Далее каждая из образовавшихся квазичастич может столкнуться с нуклонами из моря Ферми и еще больше увеличить число возбужденных квазичастич системы, а число конфигураций, по которым распределится энергия возбуждения вырастет еще больше. Этот процесс будет продолжаться, пока внесенная нейtronом энергия возбуждения составного ядра не распределится более или менее равномерно по огромному числу N конфигураций φ_n , входящих в волновую функцию многочастичного резонансного состояния (6.67). Ясно, что все конфигурации, за исключением начальной φ_0 , не могут распадаться с испусканием нейтрона из ядра, ибо ни у одного нуклона, входящего в них, недостает энергии для вылета из ямы (ведь все нуклоны сидят на связанных одночастичных уровнях). Распад с испусканием нейтрона может происходить только из одночастичной конфигурации φ_0 . Поэтому ширина многочастичного m –го резонанса (6.67) будет определяться произведением вероятности $(c_0^m)^2$ найти эту конфигурацию в состоянии Ψ_m на ширину одночастичного резонанса Γ_0 , определяемую формулой (6.66):

$$\Gamma_m = (c_0^m)^2 \Gamma_0 \quad (6.68)$$

Вероятности $(c_0^m)^2$ часто называют спектроскопическим фактором многочастичного состояния или резонанса, определяющим меру одночастичности этого состояния.

6.8 Статистическая модель абсолютно–черного ядра.

Итак, для нахождения энергий, ширин и волновых функций многочастичных нейтронных резонансов необходимо знать коэффициенты c_n^m разложений (6.67) для всех резонансов m . Для этого, вообще говоря, надо было бы диагонализовать матрицу полного гамильтониана ядра (6.10). Мы уже говорили, что такая задача непосильна даже для современных суперкомпьютеров из–за практически бесконечного ранга

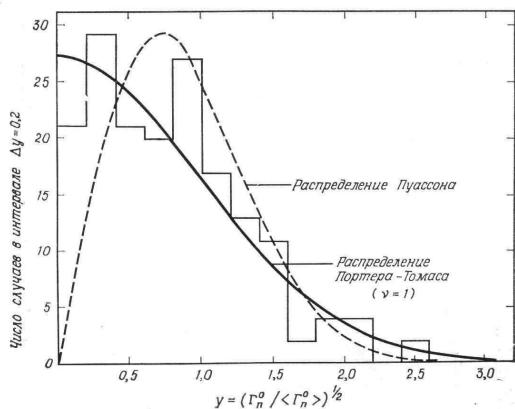


Рис. 6.7. Распределение приведенных нейтронных ширин, наблюдающимися в реакции $n + {}^{232}Th$.

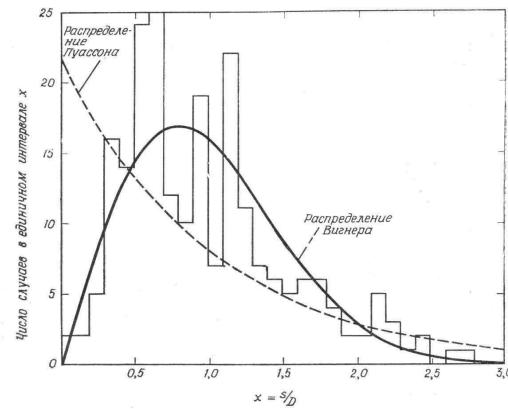


Рис. 6.8. Распределение расстояний между соседними резонансными уровнями, наблюдающимися в реакции $n + {}^{232}Th$. $D = 17.6$ эВ

этой матрицы. Однако уже в 1950—60 годы Вигнер, Порттер, Розенцвейг и др. начали создавать статистическую теорию компаунд—состояний и резонансов. В основу этой теории было положено предположение о том, что из—за сложной структуры матричных элементов гамильтониана (6.10) амплитуды c_n в разложении любого из собственных векторов (6.67) совершенно не скоррелированы друг с другом и распределены как случайные числа по нормальному закону вокруг среднего значения нуль (ибо их положительные и отрицательные значения равновероятны):

$$P(c_n) \approx \left(\frac{N}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{N}{2} c_n^2 \right\} \quad (6.69)$$

Дисперсия N определяется числом смешиваемых компонент в сумме (6.67) через очевидное условие нормировки:

$$\sum_{n=0}^N c_n^2 = 1, \quad (6.70)$$

означающее, что полная вероятность найти нашу систему в любой из чистых конфигураций φ_n равна 1. Условие независимости коэффициентов друг от друга означает, что средние значения их квадратов $\langle c_n^2 \rangle$ равны между собой и, учитывая условие нормировки (6.70)

$$\langle c_n^2 \rangle = \frac{1}{N} \quad (6.71)$$

для любого $n \leq N$ (6.70)

Поэтому средняя ширина многочастичного нейтронного резонанса

$$\langle \Gamma \rangle = \frac{1}{N} \Gamma_0, \quad (6.72)$$

где Γ_0 —ширина одночастичного резонанса, определяемая формулой (6.66). Экспериментальные данные показывают, что средняя ширина резонансов по отношению к

испусканию нейтронов для $A \sim 100$ имеет величину порядка 10^{-3} эВ. Подставляя это значение в выражение (6.72) и вспоминая приведенную выше оценку для ширины одиночастичного резонанса $\Gamma_0 \sim 1$ кэВ, мы получаем, что $N \sim 10^6$. Теоретические оценки числа способов рассадки нуклонов по одиночастичным уровням показывают, что оно растет с энергией возбуждения ядра E^* и его атомным числом A по экспоненциальному закону

$$N \sim \exp \{2(aE^*)^{1/2}\}, \quad (6.73)$$

где $a \approx A/8$. Эта оценка также показывает, что $N \sim 10^6$.

Остановимся подробнее на физическом смысле предположения (6.69) статистической теории и его следствий. Равенство всех средних вероятностей $\langle c_n^2 \rangle$ означает, что энергия возбуждения, вносимая в систему нейтроном, практически равномерно распределяется по всем степеням свободы ядра, доступными при данной энергии его возбуждения. Это позволяет ввести понятие температуры ядра T , как энергии, приходящейся на каждую из n возбужденных квазичастиц

$$T \approx \frac{E^*}{n} \quad (6.74)$$

Поскольку вероятность $\langle c_0^2 \rangle$ найти ядро в начальной одиночастичной конфигурации ничем не отличается от прочих вероятностей $\langle c_{n \neq 0}^2 \rangle$, то можно сказать (как это сделал Нильс Бор), что компаунд-ядро “не помнит” способ своего образования. Мы могли бы возбудить данное резонансное состояние каким-либо другим способом (например, высокоэнергетическим гамма-квантами), и все равно его волновая функция имела бы точности такой же вид. Энергия возбуждения компаунд-резонанса всегда распределяется равномерно по всем доступным степеням свободы и просто нагревает систему. Для того, чтобы вновь выбросить нуклон из ядра необходимо, чтобы эта энергия за счет парных соударений вновь собралась на одном нейтроне в конфигурацию φ_0 . Как видно из (6.71) (и как ясно из простых физических соображений), вероятность такого события очень мала (порядка 10^{-6}). Так бывает при поглощении фотона абсолютно черным телом. Поэтому такой статистический подход часто называют “моделью абсолютно черного ядра”.

Разумеется, при статистическом описании бессмысленно говорить о свойствах каждого индивидуального резонанса, поскольку один резонанс отличается от другого только статистической флюктуацией вероятностей c_n^2 вокруг своих средних значений. Как во всяком статистическом подходе мы можем говорить только о средних (по ансамблю многих резонансов) значениях физических величин и о законах распределения этих значений вокруг среднего.

Среднее значение ширины мы уже нашли – формула (6.72). Пользуясь законом распределения (6.69) коэффициентов c_n , мы можем найти закон распределения величин $(c_0^m)^2$, которыми определяется ширина в формуле (6.68). Для того, чтобы можно было экспериментально проверить этот закон, используя множество резонансов одного ядра с различными энергиями E_r , необходимо избавиться от систематической (а не статистической) зависимости величины (6.68) от E_r , которая входит в (6.68) через одиночастичную ширину (6.66) $\Gamma \sim \sqrt{E_r}$. Для этого удобно ввести ширину резонанса Γ^0 , приведенную к какой-то постоянной энергии E_0 .

$$\Gamma^0 = \Gamma(E_r) \sqrt{\frac{E_0}{E_r}} = \Gamma(E_0) \quad (6.75)$$

Принято считать, что $E_0 = 1$ эВ. Тогда закон распределения ширин резонансов Γ^0 вокруг среднего значения $\langle \Gamma^0 \rangle \equiv \langle \Gamma(E_r = E_0) \rangle$ приобретает вид:

$$P(\Gamma^0) d\Gamma^0 = \sqrt{\frac{1}{2\pi\Gamma^0 \langle \Gamma^0 \rangle}} \exp\left\{-\frac{\Gamma^0}{2\langle \Gamma^0 \rangle}\right\} d\Gamma^0 \quad (6.76)$$

Это распределение называется распределением Портера—Томаса и имеет вид, изображенный на рис. 6.8. Характерной особенностью такого распределения является очень большая дисперсия:

$$\langle (\Gamma - \langle \Gamma \rangle)^2 \rangle = 2 \langle \Gamma \rangle^2, \quad (6.77)$$

означающая, что флуктуации ширин вокруг среднего значения очень велики и примерно равны самому среднему значению.

Как уже говорилось выше, при полном смешивании чистых конфигураций (когда все N коэффициентов разложения (6.67) примерно равны) плотность уровней системы возрастает в N раз по сравнению с одночастичной плотностью $1/D_0$. Поэтому при возбуждениях ядра, возникающих при попадании в него медленного s -нейтрана среднее расстояние между резонансными уровнями ядра будет

$$D \approx \frac{D_0}{N} \sim 10 \text{ эВ} \quad (6.78)$$

В статистической теории резонансов можно показать, что вероятность $P(\varepsilon)$ найти два соседних резонанса с одинаковыми спинами и четностями на расстоянии ε друг от друга равна:

$$P(\varepsilon) = \varepsilon \frac{\pi}{2D^2} \exp\left\{-\frac{\pi\varepsilon^2}{4D^2}\right\} \quad (6.79)$$

Это распределение называется законом Вигнера (рис. 6.8). Его характерной особенностью является стремление $P(\varepsilon)$ к нулю при $\varepsilon \rightarrow 0$. Это свойство называется вигнеровским отталкиванием уровней. Физический смысл этого отталкивания — отсутствие вырождения для многочастичных уровней компаунд — ядра. Иными словами, это означает, что у компаунд — ядра нет никаких интегралов движения (хороших квантовых чисел), кроме полного спина, четности и энергии.

6.9 Многочастичные резонансы и проблема квантового хаоса.

В последние десятилетия растет интерес к вопросам хаоса в различных областях физики. В классической механике хаотической называют систему, неустойчивую к малым изменениям начальных условий. У такой системы расстояние между двумя первоначально очень близкими траекториями в фазовом пространстве экспоненциально растет со временем по закону

$$\exp(\Lambda t) \quad (6.80)$$

Скорость Λ , с которой расходятся соседние траектории, называется показателем Ляпунова. Для инфинитного (неограниченного ничем) движения такая ситуация означает, что бесконечно малое изменение начальных условий приводит со временем к сколь угодно сильному изменениям фазовой траектории системы. Если (как это чаще всего бывает) доступное для движения системы фазовое пространство ограничено, то фазовые траектории системы начинают многократно пересекаться и запутываться. Поскольку в любой практической ситуации начальные условия известны нам с конечной точностью, то “лобовое” динамическое описание такой неустойчивой системы с помощью уравнений движения и начальных условий теряет свой смысл — интегрируя уравнения движения, мы не можем реально предсказать, в какой точке фазового пространства будет находиться система в момент времени t , достаточно удаленный от начального. Такая ситуация называется “динамическим хаосом”. Особый интерес к хаосу вызвало понимание того, что подавляющее большинство систем в природе в той или иной степени хаотичны. Разница между ними состоит лишь в характерном времени, определяемом величинами Λ), в течении которого неустойчивость делается заметной. Поэтому с проблемой хаоса приходится сталкиваться во всех областях механики и физики. Вопрос о наиболее общих причинах и критериях хаотичности остается пока открытым даже в классической механике. Со временем Больцмана физики считали, что хаос может возникать только в системах с очень большим числом степеней свободы. Однако выяснилось, что хаотической может быть даже система с двумя степенями свободы. Примером являются бильярды—движения материальной точки на плоскости, ограниченной упруго отражающими стенками определенной формы. Исследования показали, что для кругового бильярда движение устойчиво (т.е. в таком бильярде две траектории с близкими начальными условиями будут оставаться близкими даже после многих отражений от стенок). Если же выбрать стенку бильярда в виде стадиона (два параллельных прямых отрезка, сопряженных на концах полуокружностями), то такой бильярд станет хаотическим—уже после нескольких первых отражений две первоначально близких траектории далеко разойдутся и начнут многократно пересекаться. Некоторое время пытались связать хаотичность с нелинейностью уравнений движения системы. Однако открытие солитонов (волн цунами), являющихся вполне регулярными решениями нелинейных уравнений, покончило с этими попытками. Сейчас, как уже говорилось, принято считать источником хаоса неустойчивость системы к малой вариации начальных условий, но неясно, сколь окончательным является такое определение. Именно из — за него продолжаются споры о возможности существования хаоса в квантовых системах. Ведь понятие траектории и ее устойчивости теряет свой смысл в квантовой механике. В 1980-х годах было предложено искать “квантовые отпечатки классического хаоса”. Для этого берутся две классические системы — регулярная и хаотическая. Затем по правилам соответствия пишутся квантовые уравнения Шредингера для них и сравниваются все свойства их решений в надежде найти какое-нибудь различие, которое и можно будет назвать “квантовым отпечатком” классического хаоса. За прошедшие почти 30 лет единственным таким общепризнанным “отпечатком” явился закон Вигнера (6.79) для распределения уровней, выполняющийся для “квантовых аналогов” хаотических систем, но несправедливый для регулярных. Уже по этому признаку резонансы компаунд-ядра, для которых Вигнер и получил свой закон, можно считать примерами квантового хаоса.

Однако сама идея поиска “отпечатков” классического хаоса в квантовой механике

кажется некорректной. Ведь классическая механика является предельным случаем квантовой и может быть выведена из нее. Квантовая же механика не может быть получена из классической—правила соответствия между простейшими величинами классической механики и операторами квантовой механики получены чисто эмпирическим путем, обосновать их невозможно. При переходе от более общего случая квантовой механики к частному случаю классической мы всегда сталкиваемся с обеднением квантовой картины — с исчезновением многих чисто квантовых явлений, отсутствующих в классической механике (например, дискретностью собственных значений квантовых операторов, их вырождениями, соотношениями неопределенности и т.д.). Трудно представить, что при таком обеднении квантовой картины мы вдруг сталкиваемся с явлением, присущим только классической механике, и исчезающем в квантовом случае. Поэтому кажется более логичным искать более общее определение хаотичности, пригодное и в квантовом, и в классическом случаях.

Такое определение можно ввести, основываясь на теореме Нетер, доказавшей, что любая симметрия гамильтониана системы (его инвариантность по отношению к какой-либо группе преобразований) обязательно означает, что у системы есть интеграл движения и соответствующий закон сохранения. Например, сферическая симметрия (группа вращений $R(3)$) приводит к существованию сохранения углового момента \vec{L} . Поскольку подгруппой группы $R(3)$ является группа $R(2)$, то у такой системы есть и другой интеграл движения — проекция m вектора \vec{L} на произвольно выделенную ось. Число таких независимых друг от друга интегралов движения можно связать с регулярностью или хаотичностью системы. Все гамильтоновы уравнения движения системы с N степенями свободы могут иметь $M \leq N$ независимых интегралов движения. Когда $M = N$, то система является регулярной. В случае $M < N$ система хаотична. Понятие симметрий и интегралов движений (хороших квантовых чисел), в отличие от понятия траектории, справедливо и в классической, и в квантовой механике. Поэтому хаотической системой и в классической, и в квантовой механике можно называть систему, у которой число степеней свободы N больше числа M интегралов движения. Например, у связанной частицы ($N = 3$) в сферически-симметричном потенциале есть 3 интеграла движения — энергия (главное квантовое число n), угловой момент \vec{L} и его проекция m . Поэтому любая классическая и квантовая система с частицей в сферически-симметричном потенциале является регулярной. Поскольку направление оси z , на которую проектируется угловой момент, можно выбирать произвольно, не меняя при этом энергии частицы, то состояния с фиксированной энергией и угловым моментом будут многократно вырождены по своим значениям m . Если мы предположим наличие у частицы магнитного момента и наложим на такую систему однородное магнитное поле, то сферическая симметрия гамильтониана системы нарушится и квантовое число L перестанет быть хорошим (т.е. исчезнет интеграл движения \vec{L}). Система сделается хаотической. Прежде всего (для слабых магнитных полей) это выразится в снятии вырождений по магнитному квантовому числу m — аналог простого эффекта Зеемана. При малом возмущении произойдет только небольшое расщепление уровня с данным значением L на его магнитные подуровни (рис.6.9, слева). Пока это расщепление ΔE мало по сравнению с расстоянием D между уровнями с соседними значениями L , мы можем по-прежнему приписывать каждой такой группе подуровней значение L и говорить об L как о приближенном квантовом числе, поскольку следы L и, следовательно, сферической симметрии системы еще ясно видны в ее спектре. Такая ситуация, когда исходная

симметрия системы уже формально нарушена, но следы ее еще очень заметны, называется слабым (или “мягким”) хаосом. Представим волновые функции возмущенной системы ψ_k в виде разложения по волновым функциям невозмущенной системы:

$$\psi_k = \sum_{n,L,m} c_{nLm}^k \varphi_{nLm} \quad (6.81)$$

При слабом хаосе волновые функции расщепленных подуровней будут строится только из невозмущенных функций с одним значением n_0, L_0 и не будут содержать примесей от соседних n, L :

$$\psi_k \approx \sum_m c_{n_0 L_0 m}^k \varphi_{n_0 L_0 m} \quad (6.82)$$

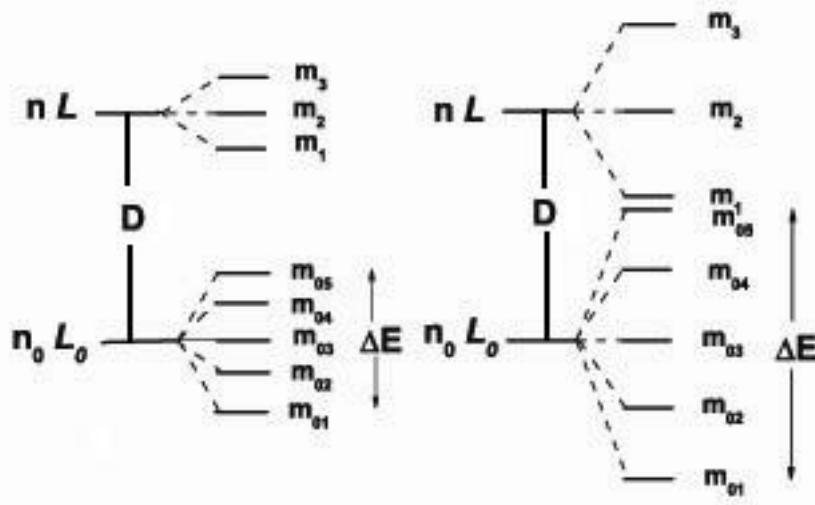


Рис. 6.9. Расстояние между нерасщепленными уровнями n_0, L_0 и n, L равно D . Слева - $D > \Delta E$, справа - $D < \Delta E$

С ростом возмущающего поля энергия расщепления подуровней делается сравнимой с расстоянием между соседними уровнями невозмущенной системы с различными значениями n, L, m (рис. 6.9, справа). Волновые функции ψ_k будут содержать все больше примесей невозмущенных состояний с различными значениями n, L, m . Память об исходных симметриях и квантовых числах невозмущенной системы исчезает. Такая ситуация означает переход к жесткому хаосу. При дальнейшем усилении возмущающего поля вклады невозмущенных состояний с различными значениями n, L, m в функции ψ_k делаются примерно сравнимыми, как статистической модели абсолютно черного ядра. Никаких следов исходной сферической симметрии не остается. Эта ситуация называется предельно жестким хаосом.

Как видно из такого определения хаоса, нейтронные резонансы в статистической модели ядра являются типичными представителями квантового жесткого хаоса. Действительно, в формировании нейтронного резонанса участвуют $6 \div 9$ возбужденных

квазичастиц (т.е. число степеней свободы системы равно $20 \div 30$), а хороших квантовых чисел (интегралов движения) у каждого резонанса — только 3: полный спин J , четность π и энергия E_r . Закон Вигнера является лишь одним из следствий почти полного отсутствия симметрий у высоковозбужденного составного ядра и вырождений, связанных с симметриями. Если усиленное изучение явлений хаоса в других областях физики началось в 1980—1990 гг., то в ядерной физики мы с самого начала столкнулись с квантовыми хаотическими системами и начали успешно строить различные способы описания таких систем задолго до возникновения всеобщего интереса к хаосу.

Одним из таких способов является статистическая модель абсолютно-черного ядра. Как видно из рисунков 6.8, 6.7 экспериментальные данные неплохо согласуются с предсказаниями этой модели. Еще одной проверкой модели является нейтронная силовая функция.

6.10 Силовая функция.

Силовая функция определяется как отношение средней ширины нейтронного резонанса (приведенной к энергии 1 эВ) к среднему расстоянию между резонансами:

$$S = \frac{\langle \Gamma^0 \rangle}{D} = \frac{\langle c_0^2 \rangle}{D} \theta^2 k_0 d \quad (6.83)$$

Здесь $\theta^2 k_0 d = \Gamma_0(E = E_0)$ — ширина одночастичного резонанса при энергии $E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = 1 \text{ эВ}$.

Физический смысл силовой функции состоит в следующем : модельные расчеты показывают, как распределяется вероятность одночастичного состояния, отнесенная к единичному интервалу энергий $P(E_k) = (c_0^k)^2/D$ по окружающим многочастичным резонансам E_k за счет остаточных парных взаимодействий V_{res}

$$P(E_k) = \frac{(c_0^k)^2}{D} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{spr}}{(E_s - E_k)^2 + \Gamma_{spr}^2/4} \quad (6.84)$$

Здесь E_s — энергия одночастичного резонанса, а ширина фрагментации (“спреда”) одночастичного состояния по многочастичным

$$\Gamma_{spr} = 2\pi \frac{v^2}{D}, \quad (6.85)$$

где $v^2 \approx \langle \langle \varphi_l | \sum V_{res} | \varphi_n \rangle^2 \rangle$ — средний (усредненный по l, n) квадрат матричного элемента остаточных взаимодействий формулы (6.13), пропорциональный вероятности перехода системы из одной чистой конфигурации в другую вследствие парных соударений нуклонов.

В случае нескольких одночастичных резонансов (6.84) имеет вид:

$$P(E_k) = \sum_s \frac{(c_{0s}^k)^2}{D} = \sum_s \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{spr}}{(E_s - E_k)^2 + \Gamma_{spr}^2/4} \quad (6.86)$$

В зависимости от силы парных взаимодействий возможны 2 ситуации:

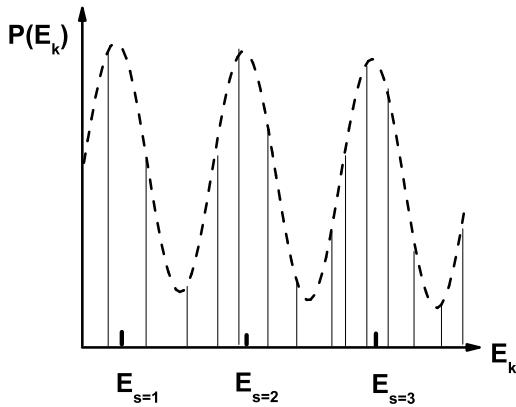


Рис. 6.10.

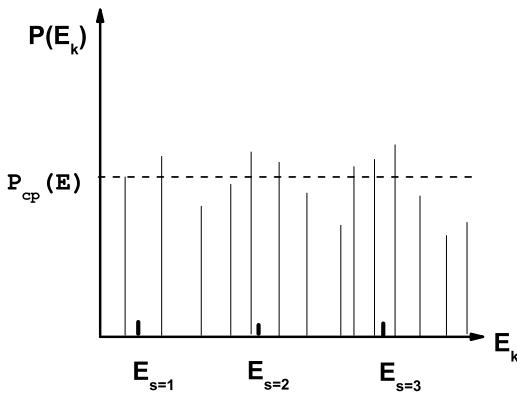


Рис. 6.11.

1. Когда $\Gamma_{spr} < D_0$ (ширина фрагментации меньше расстояния между одночастичными резонансами), то вероятность (6.86) будет иметь заметные максимумы (рис. 6.10), положение которых определяется энергиями одночастичных резонансов невозмущенного гамильтониана H_0 . В этом случае, несмотря на наличие возмущающих парных взаимодействий, система сохраняет память о положениях и квантовых числах невозмущенных одночастичных состояниях, т.е. мы имеем дело с мягким хаосом.

2. Когда $\Gamma_{spr} > D_0$ (полная фрагментация), максимумы вероятности (6.86) полностью размыты, а значения вероятности флюктуируют случайным образом вокруг постоянного среднего значения (рис. 6.11). Система полностью теряет память о квантовых числах начальных одночастичных состояниях, т.е. о симметрии невозмущенного гамильтониана. Это и есть жесткий хаос абсолютно черного ядра.

Критерием перехода от одного случая к другому, т.е. критерием квантовой хаотичности будет безразмерное отношение

$$\kappa = \frac{\Gamma_{spr}}{D} \quad (6.87)$$

6.11 Экспериментальное определение нейтронной силовой функции.

Казалось бы, для нахождения вероятности (6.86) следует просто определить поведение нейтронных ширин резонансов одного составного ядра в интервале энергий, захватывающем несколько одночастичных резонансов. Однако мы уже видели, что с ростом энергии ширины резонансов растут, а расстояния между ними экспоненциально уменьшаются. Поэтому уже при энергиях налетающих нейтронов в несколько $MэВ$ резонансы начинают сильно перекрываться. При этом теряется возможность определять их ширины, да и ввести понятие среднего расстояния между ними практически невозможно. Вспомним теперь формулу (6.61), определяющую положение s – резонансов:

$$Kd = (2n + 1)\frac{\pi}{2}$$

Вспомним также, что радиус ядра $d \sim A^{1/3}$. Поэтому переходить от одного одиночастичного резонанса к другому можно не только меняя энергию (т.е. K) при постоянном радиусе (т.е. A). Можно зафиксировать энергию налетающего нейтрона (около 1 эв) и менять d , рассматривая все низколежащие резонансы в широком диапазоне ядер. Резонансы в каждом ядре приводят к одной энергии в 1 эВ по формуле (6.75), находят по ним среднее значение Γ^0 и D для данного ядра и подставляют в выражение (6.83) для силовой функции. После этого переходят к следующему ядру с другим A . Построенная так силовая функция будет отличаться от вероятности (6.85) – (6.86) только постоянным множителем, не зависящим от A .

Рассмотрим, как должна выглядеть силовая функция в случае абсолютно-черного ядра. Используем полученные ранее выражения для ширины резонанса Γ (см. уравнение (6.66)) и расстояния между резонансами D с $l = 0$ (см. уравнение (6.63)).

$$\Gamma = \frac{\hbar^2 k d}{m d^2} \quad D = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m d^2} (n + 1)$$

Силовая функция имеет вид

$$S = \Gamma/D = \frac{\hbar^2 k d}{m d^2} / \frac{\hbar^2 \pi^2}{m d^2} (n + 1) = \frac{k d}{\pi^2 (n + 1)}$$

Из условия, накладываемого на величину K получим

$$2n + 1 = \frac{2dK}{\pi} \quad n = \frac{1}{2} \left(\frac{2dK}{\pi} - 1 \right) \quad n + 1 = \frac{2Kd + \pi}{2\pi}$$

Сделаем числовые оценки.

$$K \approx \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} V_0} = \sqrt{\frac{2 \cdot 938 \cdot 50}{197^2}} \approx 1.6 \text{ фм}^{-1}$$

Для энергии нейтрона $\epsilon = 1$ эВ

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \epsilon} = \sqrt{\frac{2 \cdot 938 \cdot 10^{-6}}{197^2}} \sim 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ фм}^{-1}$$

$$S = \frac{2kd}{\pi(2Kd + \pi)} = \frac{k}{\pi K} \frac{1}{(1 + \pi/(2Kd))} = 4.4 \cdot 10^{-5} \frac{1}{(1 + \pi/(2Kd))} \quad (6.88)$$

Оценим S для двух значений $A=40$ и $A=140$. Значения $d = r_0 A^{1/3}$ составят 4.1 и 5.2 фм. Значения S имеют значения $1.77 \cdot 10^{-5}$ и $1.85 \cdot 10^{-5}$. Видно, что зависимость силовой функции от A очень слабая.

Выше мы показали, что зависимость силовой функции от A при фиксированной энергии нейтронов эквивалентна ее зависимости от энергии при фиксированном A . Поэтому независимость выражения (6.88) от A показывает, что модель абсолютно-черного ядра эквивалентна случаю жесткого хаоса.

На рис. 6.12 изображена зависимость от A экспериментальной силовой функции для s -нейтронов. Пунктирной линией отмечено значение величины (6.88) для потенциальной ямы глубиной $V_0 = 50$ МэВ.

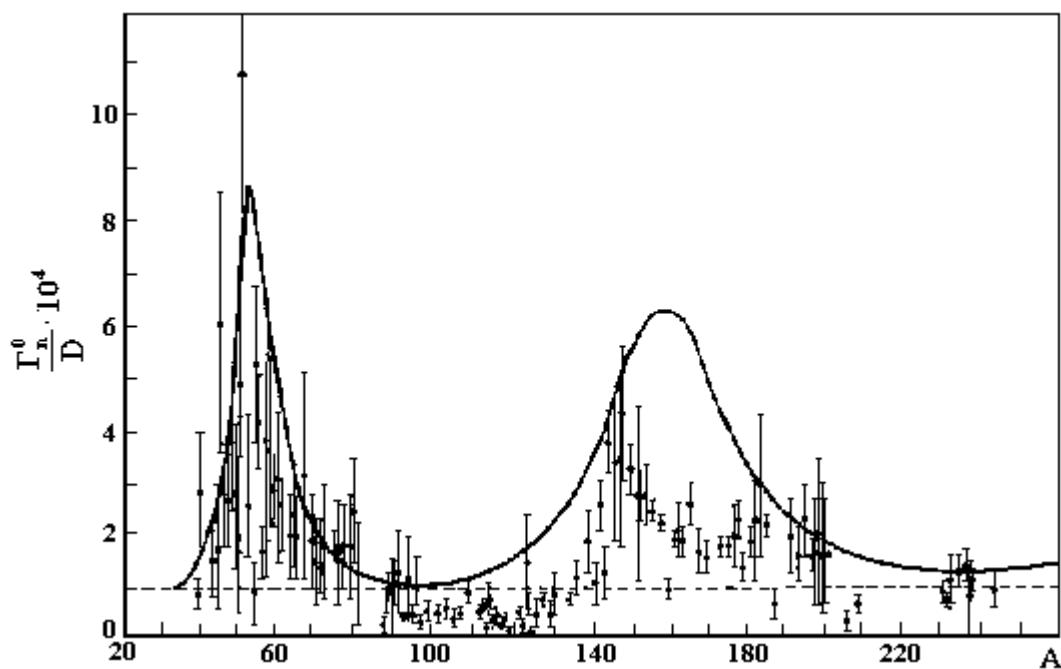


Рис. 6.12. Экспериментальная силовая функция для нейтронов.

Из эксперимента видно, что модель абсолютно-черного ядра примерно правильно дает порядок величины силовой функции. Однако предсказываемой ею независимости от A нет — у силовой функции наблюдаются четкие максимумы в области $A \approx 50$ и $A \approx 160$.

Поскольку мы уже договорились об эквивалентности энергетических зависимостей на рис. 6.10, 6.11 и A — зависимости рис. 6.12, то можно ожидать, что в областях $A \approx 50$ и $A \approx 160$ при энергиях $E_0 \approx 1 \text{ эВ}$ находятся одночастичные s — резонансы, следы которых видны в экспериментальной силовой функции. Действительно, на рис. 6.13 изображена энергия связанных уровней в потенциале Вудса—Саксона для различных значений A . Видно, что в области $A \approx 50$ и $A \approx 160$ слабо—связанные $3s$ и $4s$ — уровни пересекают линию нулевой энергии связи и переходят в одночастичные резонансы. Более того, известно, что ядра в области $A \approx 160$ не сферически симметричные, а деформированные. Такое отклонение от сферической симметрии приводит к расщеплению уровня $4s$ на несколько компонент, заметных в виде максимумов на рис. 6.12.

Это показывает, что ядро является квантовой хаотической системой с “мягким хаосом” и параметром хаотичности

$$\kappa = \frac{\Gamma_{spr}}{D_0} < 1 \quad (6.89)$$

Хотя формально симметрии среднего поля нарушаются остаточным парным взаимодействием, следы этих симметрий ясно видны в нейтронных силовых функциях.

Возвращаясь к ядерной терминологии, ядро оказывается не абсолютно — черной, а полупрозрачной системой. Эта полупрозрачность позволила создать оптическую модель ядра.

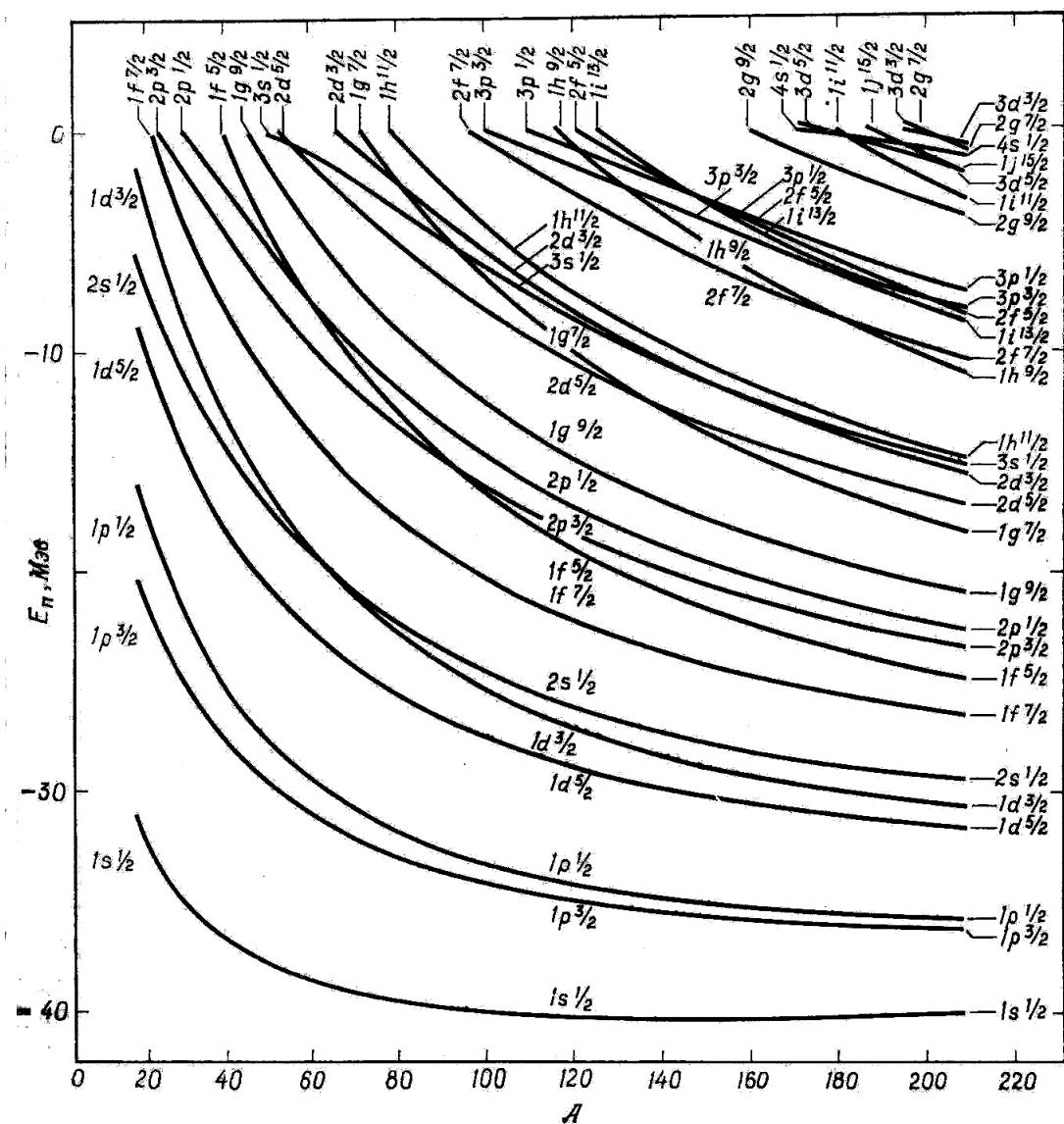


Рис. 6.13. Энергия связанных уровней в потенциале Вудса–Саксона.

6.12 Оптическая модель ядра с комплексным потенциалом.

Для описания усредненного поведения сечений Фешбах, Портер и Вайскопф в 1954 году предложили оптическую модель, которая получила свое название из-за аналогии рассеяния частиц на ядре с прохождением света через полупрозрачную сферу. В оптической модели предполагается, что ядро может быть описано комплексной потенциальной ямой:

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (6.90)$$

Покажем, что мнимая часть потенциала описывает поглощение частиц. Для этого возьмем нестационарное уравнение Шредингера с таким потенциалом

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V + iW \right) \psi$$

и комплексно сопряженное уравнение

$$-i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V - iW\right)\psi^*$$

Умножим первое уравнение на ψ^* , второе—на ψ и вычтем полученное второе из первого, учитывая, что величина

$$\psi^*\psi = \rho$$

есть плотность вероятности, а

$$-i\frac{\hbar}{2m}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) = \vec{j}$$

есть вектор тока вероятности. Полученное так уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = \frac{2W}{\hbar}\rho \quad (6.91)$$

Если бы в правой части уравнения стоял ноль, то это было бы обычное уравнение неразрывности. Наличие положительной правой части означает присутствие источников, а отрицательной—наличие стоков (т.е. поглощения частиц). Поэтому мнимая часть оптического потенциала (6.90) должна быть отрицательной. Поскольку мы имеем дело с нерелятивистской теорией, то поглощение частиц, разумеется, означает не их аннигиляцию, а лишь уход из упругого канала во все неупругие. Происходит уменьшение вероятности состояния ψ одиночичного движения за счет связи его с более сложными многочастичными модами. Эта связь и учитывается приближенно мнимой частью потенциала W .

Из уравнения (6.91) видно, что скорость поглощения частиц определяется величиной

$$-\frac{2W}{\hbar} = \frac{1}{t_{\text{св}}} \quad (6.92)$$

где $t_{\text{св}}$ —время свободного пробега частицы в ядре.

Как и в статистической модели, в оптической модели мы можем описывать только сечения, усредненные по диапазону энергий, содержащему много резонансов компаунд ядра (например при плохом энергетическом разрешении пучка падающих частиц $\Delta E \gg \bar{D}$). Численно решая уравнение вида (6.15) с комплексным потенциалом (6.90), можно найти элементы “оптической” S -матрицы \tilde{S}_l , отличающиеся от (6.31) тем, что фазовые сдвиги у них не вещественны, а комплексны. Мнимая часть фазового сдвига ответственна за поглощение частиц. Подставляя найденные значения \tilde{S}_l в уравнение (6.30), можно найти величину амплитуды рассеяния $\tilde{f}(\theta)$ и дифференциальное и полное сечение упругого рассеяния с учетом поглощения. А усредненное сечение всех неупругих процессов можно найти по формуле

$$\tilde{\sigma}_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)(1 - |\tilde{S}_l|^2) \quad (6.93)$$

В оптической модели можно сосчитать и величину силовой функции. Из подгонки результатов расчета под экспериментальные данные следует, что для низкоэнергетических нейтронов (с $E \leq 10 \text{ MeV}$) $W \approx \Gamma_{spr} \approx -(2 \div 3) \text{ MeV}$.

Можно оценить длину свободного пробега $l_{\text{св}}$ таких нейtronов внутри ядра:

$$l_{\text{св}} = t_{\text{св}} v_{in} \quad (6.94)$$

где $t_{\text{св}} = \frac{\hbar}{2|W|}$, а скорость нейтрана внутри ядра $v_{in} \approx \sqrt{\frac{2(V_0 + E)}{m}}$.

Формула (6.94) показывает, что $l_{\text{св}} \approx 10 \text{ fm}$, что превышает величину радиуса даже для очень тяжелых ядер:

$$l_{\text{св}} > R_{\text{я}} \quad (6.95)$$

Следовательно, такой нейтран может с большой вероятностью ($\sim \exp(-R_{\text{я}}/l_{\text{св}})$) пролететь сквозь ядро, не испытав ни одного парного соударения с нуклонами. Поэтому ядро действительно является полупрозрачной системой.

Следует особо отметить, что экспериментальные доказательства полупрозрачности ядра, связанные с исследованием нейтронной силовой функции, дали мощный толчок развитию всей ядерной физики. Действительно, малость параметра хаотичности (6.89) служит оправданием приближенной справедливости модели оболочек, показывая, что можно говорить об одночастичных модах движения нуклона в ядре. Практически эквивалентное этой малости соотношение (6.95) дало в наши руки очень простой и эффективный метод расчета характеристик ядерных реакций—оптическую модель. Эта модель позволяет вместо решения безумно сложной задачи многих сильно—взаимодействующих нуклонов решать одночастичное уравнение Шредингера. Все трудности решения многотельной задачи заменяются введением мнимой части потенциала. Большинство существующих методов теории ядерных реакций (метод искаженных волн для прямых реакций, метод связи каналов) основываются на оптической модели. Одной из основных проблем современной теории хаоса является поиск хотя бы приближенных методов описания движения в хаотических системах. Ядерная физика столкнулась с этой проблемой более полувека назад и успешно решила ее.

6.13 Неупругие процессы и каналы реакции.

До сих пор мы рассматривали лишь упругое рассеяние нейtronов на ядрах. Однако при взаимодействии нейtronов с ядрами возможны и неупругие процессы вида

$$\alpha \rightarrow \beta,$$

где $\alpha = n + A$ —канал упругого рассеяния нейтрана на ядре-мишени A , а $\beta = B + b$ —каналы всевозможных неупругих процессов с образованием продуктов B и b с внутренними волновыми функциями канала φ_{β} , равными произведению внутренних волновых функций частиц

$$\varphi_{\beta} = \varphi_B \varphi_b$$

Асимптотический вид волновой функции при этом будет:

$$\Psi \rightarrow (e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} + f_{\alpha\alpha} \frac{e^{ik_{\alpha}r}}{r})\varphi_{\alpha} + \sum_{\beta} f_{\alpha\beta} \frac{e^{ik_{\beta}r}}{r}\varphi_{\beta} \quad (6.96)$$

Амплитуды при расходящихся волнах определяются формулами:

$$f_{\alpha\beta}(\theta) = \frac{1}{2\sqrt{k_\alpha k_\beta}} \sqrt{\frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha}} \sum_l (2l+1)(\delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}^l) P_l(\cos\theta) , \quad (6.97)$$

а сечения реакций равны:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_l (2l+1)|\delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}^l|^2 \quad (6.98)$$

Здесь величины $S_{\alpha\beta}^l$ являются элементами S -матрицы, а μ_i —приведенные массы в канале i .

Поэтому сечение упругого процесса выражается через диагональные элементы S -матрицы:

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_l (2l+1)|1 - S_{\alpha\alpha}^l|^2 , \quad (6.99)$$

сечение неупругого процесса $\alpha \rightarrow \beta \neq \alpha$:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_l (2l+1)|S_{\alpha\beta}^l|^2 , \quad (6.100)$$

а сечение реакции (суммы всех неупругих процессов):

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{\beta \neq \alpha} \sum_l (2l+1)|S_{\alpha\beta}^l|^2 = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_l (2l+1)(1 - |S_{\alpha\alpha}^l|^2) \quad (6.101)$$

Последнее равенство следует из унитарности S -матрицы.

В окрестности резонанса сечение неупругого процесса описывается более общей формулой Брейта—Вигнера:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (6.102)$$

Здесь Γ —полная ширина резонанса. В случае изолированных резонансов (когда их ширины меньше расстояний между ними) полная ширина равна сумме парциальных ширин всех открытых каналов реакции:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (6.103)$$

Для нейтронных резонансов полная ширина складывается из нейтронной ширины Γ_n , ширины распада с испусканием гамма-квантов Γ_γ , а также возможных распадов с испусканием протонов Γ_p , альфа-частиц Γ_α и деления Γ_{fis} .

Для неделяющихся ядер $\Gamma_{fis} = 0$. При низких энергиях нейтронов нейтронные ширины пропорциональны малой величине $(kd) \sim 10^{-3}$ (см. формулы (148) и (154)), а протонные и альфа-ширины малы из-за малой проницаемости кулоновских барьера. Поэтому для энергий нейтронов $E_n \sim 100 \text{ кэВ}$ и меньше выполняются неравенства

$$\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n > \Gamma_p > \Gamma_\alpha$$

и полная ширина резонанса практически равна Γ_γ . Поэтому основной вклад в сечение будет вносить реакция радиационного захвата нейtronов:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (6.104)$$

Рассмотрим, как ведет себя сечение взаимодействия низкоэнергетических нейтронов с ядрами при очень малых энергиях $E \rightarrow 0$:

$$\sigma_{n\gamma} \approx \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_r^2 + \Gamma^2/4)} \sim \frac{\Gamma_n}{k^2}$$

Учитывая, что нейтронная парциальная ширина Γ_n пропорциональна k , видно, что для малых энергий

$$\sigma_{n\gamma} \sim \frac{1}{k} \sim \frac{1}{v} , \quad (6.105)$$

где v –скорость нейтрона. Эта зависимость в нейтронной физике носит название “закона $1/v$ ”.

6.14 Деление ядер нейтронами.

Вскоре после открытия нейтрона Энрико Ферми начал опыты по облучению различных элементов нейтронами от радий-бериллиевого источника. В результате поглощения нейтронов ядрами в реакции (n, γ) получались радиоактивные изотопы, которые после бета-распада давали элементы с зарядами на единицу превышающими заряд ядра—мишени. Поэтому при облучении урановой мишени он рассчитывал получить новые трансуранные элементы. Новые элементы действительно получались. Самые точные химические исследования, проведенные в Берлине Отто Ганом и Фрицем Штрасманом привели их в конце 1938 года к парадоксальному выводу: в результате бомбардировки нейтронами урана образовался барий, масса которого примерно вдвое меньше массы урана. В своей статье, посвященной этому открытию, они написали: "Как химики, мы должны подтвердить, что это новое вещество является не радием, а барием... Как физики, знакомые со свойствами ядра, мы не можем, однако, решиться на такое утверждение, противоречащее предшествующему опыту ядерной физики". Получив от Гана сообщение об этом открытии, его сотрудница Лиза Мейтнер обсудила его с сотрудником института Нильса Бора Отто Фришем. Они пришли к выводу о возможности деления возбужденного ядра урана на две примерно равные части, который и был опубликован в 1939 году в журнале "Nature". Через несколько месяцев Нильс Бор с Джоном Уиллером из Принстонского университета создали теоретическую модель деления, основанную на аналогии ядра с заряженной жидкостью каплей.

Рассмотрим условия делимости ядер, исходя из капельной модели ядра, в которой ядро представляется каплей несжимаемой ядерной жидкости. Для этого получим формулу, определяющую энергию связи ядра от числа нуклонов A и заряда Z .

Объем ядерной капли должен быть пропорционален числу нуклонов в ней:

$$V = const \cdot A = 4\pi/3 \cdot R^3$$

где R - радиус этой капли. Для того, чтобы вырвать любой нуклон из незаряженной жидкости бесконечного объема необходимо затратить одну и ту же энергию, так что энергия связи капли такой жидкости, содержащей A нуклонов равна $a_1 A$, где параметр a_1 имеет смысл удельной энергии связи нуклона в незаряженной жидкости бесконечного объема.

Теперь учтем, что часть нуклонов находится на поверхности ядра и поэтому связана слабее. Это учтим мы проведем, опираясь на аналогию с жидкостью: будем считать, что ядерная капля обладает поверхностным натяжением, а энергия поверхностного натяжения пропорциональна площади поверхности:

$$E_{\text{пов}} = -\Omega 4\pi R^2,$$

где Ω - коэффициент поверхностного натяжения.

Далее учтем уменьшение энергии связи за счет кулоновского взаимодействия протонов между собой. Для этого необходимо вычислить энергию равномерно заряженной сферы с зарядом Z . Эта энергия оказывается равной

$$E_{\text{кул}} = \frac{3e^2 Z(Z-1)}{5R} = a_3 \cdot Z(Z-1)/A^{1/3}$$

Далее следует учесть, что ядра с равным числом протонов и нейтронов обладают повышенной энергией связи: для этого добавим к выражению энергии связи слагаемое вида

$$E_{\text{сим}} = -a_4(N-Z)^2/A,$$

Наконец необходимо учесть влияние на энергию связи ядра четности числа протонов и нейтронов в нем; это мы сделаем добавив слагаемое вида

$$E_{\text{четн}} = -a_5 \cdot \delta/A^{4/3},$$

где параметр δ имеет значение +1 для ядра с нечетными Z и N ; 0 - для ядра с нечетным ; -1 - для ядра с четными Z и N .

Учтем влияние оболочечной структуры на энергию связи ядер. Это влияние проявляется, в частности, в существовании так называемых магических ядер. Это ядра, содержащие число нейтронов или протонов равное 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Эти ядра обладают повышенной стабильностью - их энергия связи больше, чем у соседних ядер. Существование магических ядер объясняется в оболочечной модели ядра и возникает за счет существования спин - орбитального взаимодействия в ядерном потенциале. Получить теоретическое выражение этой поправки в модели жидкой капли, на основе которой построена полуэмпирическая формула энергии связи, невозможно. Поэтому для вычисления этой поправки используются экспериментальные значения масс ядер, из которых вычисляется таблица поправок $\Delta(Z, N)$, которую будем добавлять к формуле масс.

Собирая все члены вместе получим следующее выражение для энергии связи ядра с массовым числом A и зарядом Z :

$$B_{\text{связи}} = -a_1 \cdot A - a_2 \cdot A^{2/3} - a_3 \cdot Z(Z-1)/A^{1/3} - a_4 \cdot (N-Z)^2/A - a_5 \cdot \delta/A^{4/3} + \Delta(Z, N) \quad (6.106)$$

Мы получили так называемую полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра; полуэмпирической она называется потому, что значения коэффициентов , входящих в эту формулу, не вычисляются теоретически, а подбираются эмпирически, исходя из известных энергий связи ядер. Существуют много разновидностей формул подобного типа, отличающихся различной степенью уточнений, поэтому мы приведем здесь численные значения коэффициентов для нашего вида формулы :

$$a_1 = 15.75 \text{ МэВ}; a_2 = 17.8 \text{ МэВ}; a_3 = 0.710 \text{ МэВ}; a_4 = 23.7 \text{ МэВ}; a_5 = 34.0 \text{ МэВ}$$

Теперь мы в состоянии оценить способность ядра делиться, пользуясь капельной моделью.

Основная идея состоит в следующем. Полная энергия ядра как заряженной жидкокапли складывается из энергии поверхностного натяжения $E_{\text{пов}}$, стремящегося сжать каплю, и кулоновской энергии отталкивания протонов $E_{\text{кул}}$, которое стремится разорвать ее. Баланс этих двух энергий и определяет устойчивость ядра по отношению к делению:

Если $|E_{\text{пов}}| > |E_{\text{кул}}|$, то ядро устойчиво по отношению к делению.

Если $|E_{\text{пов}}| < |E_{\text{кул}}|$, то ядро делится.

Поэтому граница устойчивости ядра определяется равенством:

$$|E_{\text{пов}}| = |E_{\text{кул}}| \quad (6.107)$$

Подставляя в условие устойчивости (6.107) величины $E_{\text{пов}}$ и $E_{\text{кул}}$ получим соотношение между поверхностной и кулоновской энергией

$$\frac{E_{\text{пов}}}{E_{\text{кул}}} = \frac{a_2 A^{1/3}}{a_3 Z^2 A^{-1/3}} = \frac{a_2}{a_3} \frac{A}{Z^2}$$

Условие делимости определяется равенством этих энергий, которое может быть выражено через параметр делимости

$$x = \frac{Z^2}{A} = \frac{a_3}{a_2} = \frac{17.8}{0.71} \approx 25$$

Однако в необходимо уточнить полученную зависимость. Эмпирическая формула для массы ядер (6.106) получена для ядер сферической формы, но в процессе деления форма ядра значительно отклоняется от сферической. Это отклонение формы от сферической можно учесть разложением радиуса по сферическим функциям. При учете такой поправки численное значение параметра делимости становится равным

$$\frac{Z^2}{A} \approx 50$$

При превышении этого значения ядра с данными A и Z становятся неустойчивыми по отношению к делению.

6.15 Барьер деления.

Рассмотрим ядро, у которого параметр делимости близок к 50, но еще не достиг этого значения (у изотопов урана $x \approx 36$). Оно еще устойчиво по отношению к делению. Но будем теперь менять его форму от шара к эллипсоиду, потом к гантели

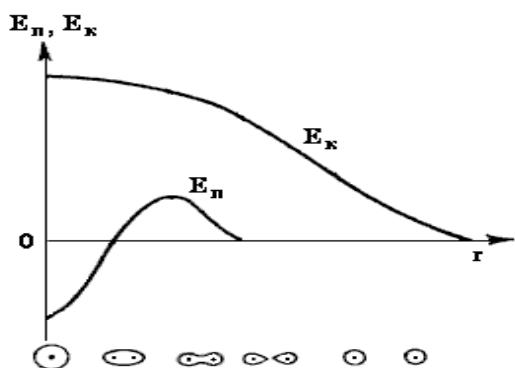


Рис. 6.14.

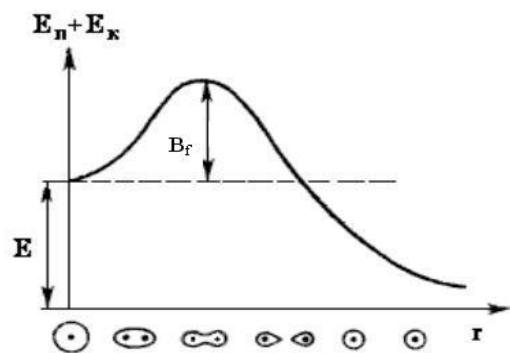


Рис. 6.15.

из двух "предосколков" вплоть до разрыва шейки, соединяющей их. На рис. 6.14 изображено изменение кулоновской и поверхностных энергий на разных стадиях деформации. На рис. 6.15 изображена зависимость полной энергии от деформации.

При малых деформациях эллипсоидальной формы происходит рост поверхностной энергии (вследствие роста поверхности системы) и уменьшение кулоновской энергии (из-за увеличения расстояния r между центрами тяжести двух "предосколков"). При этом рост поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской, что препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению. Это и естественно, поскольку мы рассматриваем ядро, которое в основном состоянии (при нулевой и малой деформации) устойчиво к делению. Однако при переходе от эллипсоидальной деформации к гантелеобразной рост поверхностной энергии замедляется и сравнивается с уменьшением кулоновской. При этом полная энергия ядра достигает максимума, который называется седловой точкой.

Если деформация настолько велика, что ядро принимает форму гантели, то силы поверхностного натяжения, как и кулоновские силы, стремятся разделить ядро и придать осколкам шарообразную форму. На этой стадии деления увеличение деформации сопровождается уменьшением как кулоновской, так и поверхностной энергии. Система быстро приходит к точке разрыва на два осколка, между которыми действуют только кулоновские силы отталкивания, ускоряющие их до энергии относительного движения порядка 170 МэВ.

Разность энергии системы в седловой точке и в основном состоянии называется барьером деления B_f . B_f это энергия, которую надо сообщить ядру в основном состоянии для того, чтобы оно смогло разделиться. Барьер деления тем меньше, чем ближе параметр делимости к своему критическому значению $x = 50$ и меняется от изотопа к изотопу за счет оболочечных поправок к жидкокапельной модели.

Величину B_f в эксперименте можно определить из соотношения

$$E_{\text{пор}} + B_n = B_f \quad (6.108)$$

Здесь $E_{\text{пор}}$ - минимальная энергия нейтрона, при которой наблюдается деление ядра, B_n - энергия связи поглощенного ядром.

6.16 Энерговыделение и вторичные нейтроны.

Как уже упоминалось, после разрыва шейки разделившиеся осколки ускоряются кулоновским взаимодействием до энергий $170 \div 180 \text{ МэВ}$.

В момент разрыва осколки сильно деформированы. Энергия их деформации порядка $15 \div 20 \text{ МэВ}$. Далее осколки начинают колебаться вокруг положения равновесной деформации. Эти колебания быстро затухают, и энергия деформации переходит в нагрев осколков. Нагретые осколки испаряют вторичные нейтроны. Спектр этих нейронов – максвелловский

$$N(E) \sim \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) ,$$

имеющий максимум при $E \approx T \approx 1.3 \text{ МэВ}$.

Среднее число вторичных нейронов на акт деления, вызванного тепловыми нейтронами, для ^{235}U составляет $\nu \sim 2.5$. Поскольку захват теплового нейтрона вызывает не только деление, но процесс (n, γ) , то помимо величины ν вводится также среднее число вторичных нейронов на акт захвата:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}} \quad (6.109)$$

Для ^{235}U $\eta = 2.11$.

6.17 Цепная реакция деления.

Итак, на каждый акт захвата теплового нейтрона выделяется примерно 180 МэВ энергии и 2 вторичных нейтрона. Если мы пустим один тепловой нейtron в блок из ^{235}U , то после захвата получим 2 вторичных нейтрона. Эти вторичные нейтроны также будут захвачены ядрами и дадут 4 новых нейтрона и приведут к выделению по 180 МэВ каждый. Этот процесс будет развиваться лавинообразно с огромным энерговыделением. Такая цепная реакция приведет к взрыву. На этом принципе и основано действие бомбы. (Однако если блок урана будет небольших размеров, то множество нейронов будет вылетать из блока, не захватываясь ядрами. Поэтому даже для цепной реакции в чистом ^{235}U необходимо некое минимальное количество делящегося вещества, называемое "критической массой".)

Если ввести в большой блок ^{235}U неделяющееся вещество с большим сечением радиационного захвата нейтронов так, чтобы из 2 вторичных нейтронов захватывался только один, то размножения нейтронов не будет, а будет происходить только воспроизводство захваченных нейтронов с выделением энергии, идущее пока не поделится весь ^{235}U . На этом принципе основано действие ядерного реактора.

Однако природный уран состоит из 99.3% изотопа ^{238}U и только 0.7% изотопа ^{235}U . Пороговая энергия деления основного изотопа ^{238}U составляет 1.4 МэВ . Поэтому только наиболее высокоэнергичная часть вторичных нейтронов может в принципе вызвать деление этого изотопа. При таких высоких энергиях нейтрона сечение реакции деления становится гораздо меньше сечения реакции неупругого рассеяния нейтронов. Оставшейся части быстрых вторичных нейтронов оказывается недостаточно для поддержания цепной реакции. Поэтому физические принципы работы существующих реакторов оказываются гораздо сложнее изложенной выше упрощенной модели.

6.18 Характеристики продуктов деления ядер.

Ядро может, находясь в основном состоянии, испытать деление. Этот процесс называется спонтанным делением. Этот процесс объясняется квантово - механическим прохождением осколков деления через барьер. Вероятность туннельного деления определяет время жизни ядра по отношению к самопроизвольному (спонтанному) делению. Вероятность таких процессов экспоненциально зависит от величины барьера и поэтому меняется с ростом A ядра - растет с ростом A за счет роста кулоновской энергии и уменьшения в связи с этим барьера деления. Так как вероятность туннельного перехода очень мала, то это время велико. Например, для ядра ^{238}U период полураспада составляет $4.5 \cdot 10^9$ лет. Это время определяется процессом α - распада. Период спонтанного деления для этого ядра оценивается величиной $T_{1/2} \approx 10^{16}$ лет. Однако эта величина убывает с ростом параметра делимости Z^2/A . На рис. 6.16 показаны величины $T_{1/2}$ для разных элементов. Для трансурановых элементов период падает до величин μ сек и ниже. Из этой зависимости видно, что именно процесс спонтанного деления и ограничивает возможность существования ядер с большим значением массы.

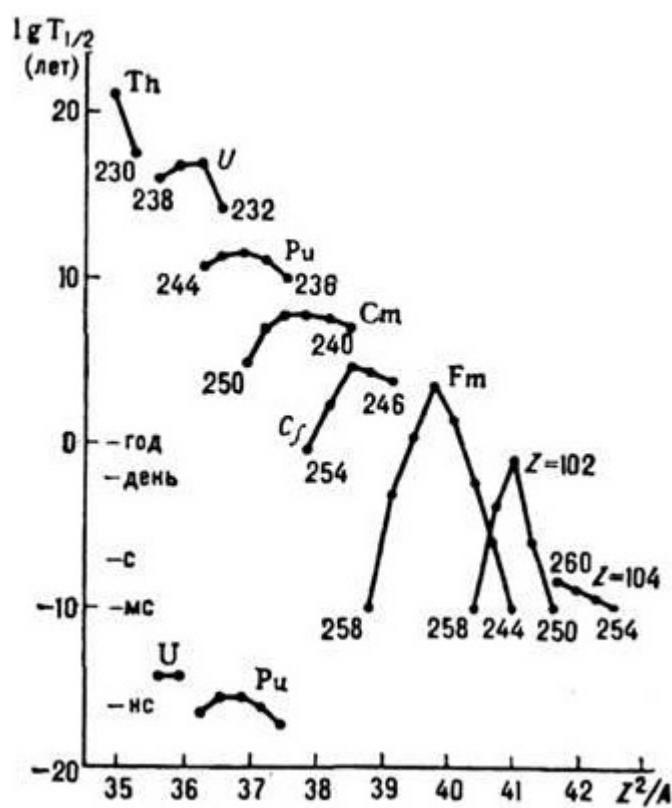


Рис. 6.16. Зависимость периодов спонтанного деления четно-четных ядер от параметра делимости.

Деление ядра может происходить при сообщении ядру энергии в некоторой ядерной реакции (неупругого рассеяния, образования составного ядра в процессе нейтронного захвата, передаче нуклона или ядерного фрагмента и т.п.). При этом энергия ядра может оказаться выше барьера деления и тогда может произойти деление ядра. В результате деления ядра образуются два ядра - осколка. На рис. 6.17 показаны

зано распределение осколков по их массе.

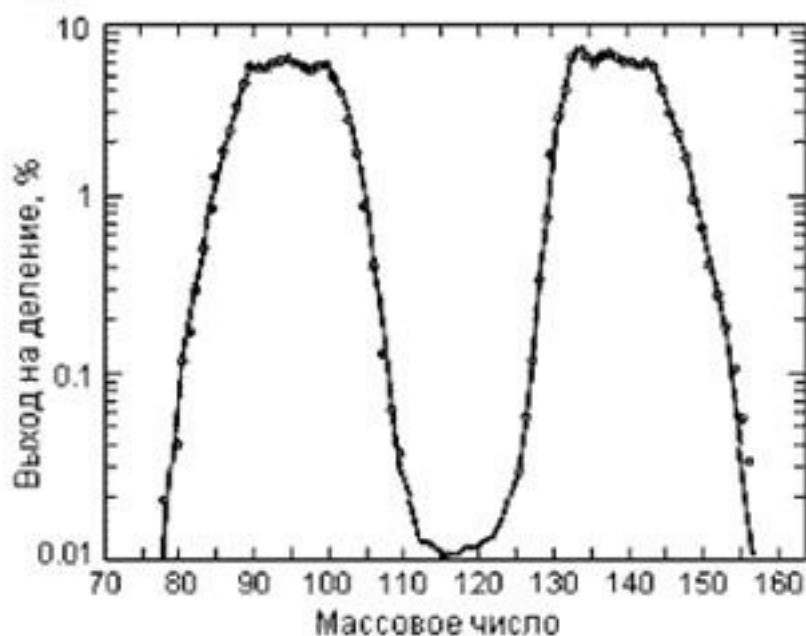


Рис. 6.17. Относительный выход осколков деления от их массы при делении ядра ^{235}U тепловыми нейтронами.

Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами, не равны. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы осколок обладал максимально возможной энергией связи. Такими ядрами являются магические ядра, но образование такого ядра при делении невозможно. Возможно образование осколка с числом нейтронов близким к магическому числу нейтронов. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{236}U равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления с максимальным выходом, это отношение 1,25 - 1,45. Осколки деления имеют большее число нейтронов, чем ядра в области стабильности и поэтому они испытывают β -распад.

Произведем расчет выходов осколков деления в зависимости от их массы. Для вычисления используем капельную модель ядра. Вероятность деления, как показывает теория, пропорциональна отношению числа допустимых состояний в вершинной точке к полному числу состояний делящегося ядра с энергией возбуждения. Соответствующий расчет показывает, что эта величина пропорциональна выражению

$$W \approx (E - U)^{3/2} e^{2\sqrt{2a(E-U)}}$$

где U - кулоновская энергия взаимодействия осколков деления, a - параметр плотности уровней.

Вероятность деления возбужденного ядра намного превышает вероятность их спонтанного деления, поэтому мы не будем учитывать последнюю. Вероятность деления возбужденных ядер будет вычисляться по приведенной выше формуле. Поэтому наш расчет характеристик процесса деления носит качественный характер, и расчетные вероятности деления имеют смысл относительных для разных значений масс осколков.

При расчете вычисляется энергии связи B_A , B_1 и B_2 ядра с массой A и осколков деления ядра с массами A_1 и $A_2 = A - A_1$. Вычисление энергии связи ядра производится по формуле (6.106). Энергия делящегося ядра принимается равной $E = B_A - B_1 - B_2 - U + E^*$. Здесь E^* - энергия, сообщенная ядру A до деления, U - энергия кулоновского взаимодействия возникших осколков, которая рассчитывается по формуле $U = e^2 Z_1 Z_2 / (r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))$. Детали расчетов изложены в монографии [12].

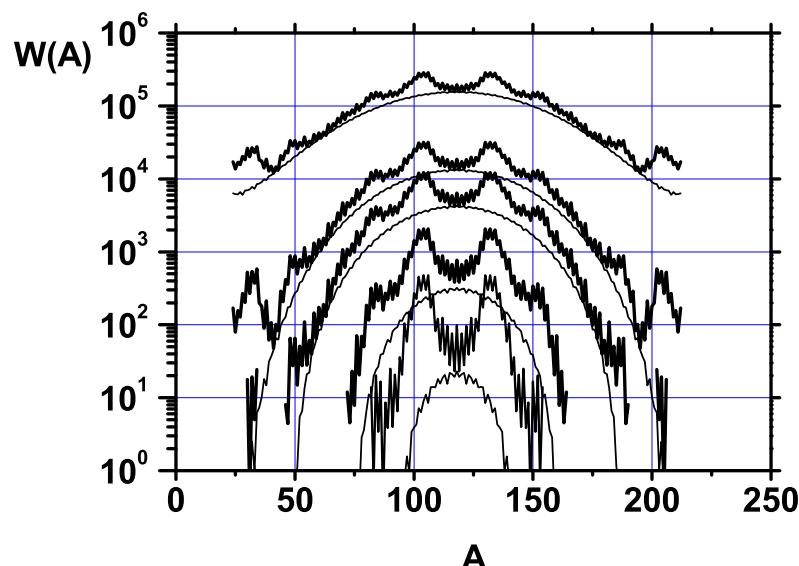


Рис. 6.18. Относительный выход осколков деления от их массы при делении ядра ^{235}U для разных энергий возбуждения.

Результаты расчетов приводятся на рис. 6.18. Делящимся ядром является ядро ^{236}U , образующееся при захвате теплового нейтрона ядром ^{235}U . Энергия возбуждения образовавшегося ядра ^{236}U равна 6.53 МэВ. Этому случаю соответствует нижняя кривая на графике, изображенная жирной линией. Остальные жирные кривые соответствуют энергии возбуждения делящегося ядра $E^* = 18, 26, 50$ и 100 МэВ соответственно. Эта энергия возбуждения передается делящемуся ядру в результате некоторой ядерной реакции.

Расчеты передают основные особенности экспериментального распределения масс осколков, показанные на рис. 6.17 - двугорбость кривой распределения, положение максимумов распределения. Сравнение делается для расчетной кривой с минимальной энергией возбуждения. При увеличении энергии возбуждения делящегося ядра вероятность деления растет и соотношение между модами несимметричного и симметричного ($A_1 = A_2 = A/2$) деления меняется в пользу симметричного деления.

Для проверки утверждения, что несимметричность деления связано с существованием ядер с оболочками, соответствующих магическим числам, был выполнен расчет в котором для вычисления энергий связи использовалась формула (6.106), но в ней член $\Delta(Z, N)$, учитывающий зависимость энергии связи от эффектов оболочечной модели ядра, полагался равным нулю. Результат такого расчета показан на рис. 6.18

тонкими линиями. В таком расчете двугорбость распределения исчезает и наиболее вероятным становится симметричное деление.

7 Распространение протонов и нейтронов в средах.

Начиная рассмотрение процессов, описывающих прохождение нейтронов через вещество, следует ответить на вопрос чем этот процесс отличается от процессов прохождения заряженных частиц через вещество. Сравним характеристики такого процесса для протона и нейтрона. Рассмотрение проведем на качественном уровне, отложив количественное рассмотрение на дальнейшее.

При движении протона в веществе происходит уменьшение энергии протона, которое вызывается процессом ионизации и возбуждения атомов среды. Этот процесс возникает из-за кулоновского взаимодействия между протоном и электронами атомов среды. Так как энергия связи электронов на внешних оболочках атомов по порядку величины составляет от единиц до десятков эВ , то для протонов с энергией выше $\kappa\text{эВ}$ потеря энергии в однократном акте ионизации атома много меньше энергии протона. Для того, чтобы протон потерял значительную долю своей энергии число таких актов должно составить от сотней тысяч до миллионов. Каждый отдельный акт приводит не только к изменению энергии протона, но и к изменению направления его скорости. Однако так как отношение массы электрона к массе протона составляет $\sim 5 \cdot 10^{-3}$, угол рассеяния протона очень мал.

Таким образом описание прохождения протонов через вещество строится как теория процесса многократного рассеяния. Теория вычисляет удельные потери энергии протона на единицу пути $dE/dx(E)$. Эта зависимость описывается известной формулой Бете-Блоха.

Угол многократного рассеяния протона при прохождении протона через слой вещества есть сумма большого числа случайных малых отклонений. Суммарный угол многократного рассеяния мал. Например, пробег протонов с энергией 10 Мэв в углероде составляет 0.89 мм. При прохождении слоя вещества из углерода 0.87 мм этими же протонами остаточная энергия протонов составит 1 Мэв. Среднеквадратичный угол многократного рассеяния в этом случае составит 2.6° . Это соответствует тому, что для 67% протонов отклонение направления их скорости от первоначального лежат в конусе с углом раствора 5.2° .

После того, как мы вспомнили основные характеристики процесса прохождения протонов через вещество, перейдем к рассмотрению этого процесса для нейтрона. Нейtron и протон представляют собой две реализации нуклона и по отношению к сильным взаимодействиям они проявляют одинаковые свойства. Но так как нейtron не имеет электрического заряда, все рассмотрение процесса, которое было сделано для протона, к нейтрону не имеет отношения. При прохождении среды нейtron может испытывать только ядерное взаимодействие с ядрами атомов среды. Но почему же мы не учитывали этого взаимодействия для протонов - разве оно отсутствует. Конечно оно присутствует, но сечение электромагнитных взаимодействия протона с электронами на много порядков превышает сечение ядерного взаимодействия.¹

¹Сечение ионизации атома протонами по порядку величины равно πr_0^2 , где $r_0 = 0.529 \cdot 10^{-8}$.

Учет последнего практически не изменит характеристик процесса для протона.

Другое дело нейтрон. Он может терять энергию только в процессах, вызываемых сильным взаимодействием. Каковы же эти процессы? Это упругое и неупругое рассеяние. Неупругое рассеяние нейтрона на ядре атома вещества приводит к передаче нейтроном энергии ядру, переводя его в возбужденное состояние. В упругом же рассеянии по определению этого процесса состояния взаимодействующих частиц не меняются, может измениться только направление скорости частиц. Раз энергии частиц не меняются, значит потери энергии нейтроном не происходит. Значит ли это, что мы можем не рассматривать этот процесс при рассмотрении прохождении нейтрона через вещество.

Нет - процесс упругого рассеяния нейтрона на ядрах вносит основной вклад в изменение энергии нейтрона. Сделанное выше утверждение о том, что в процессе упругого рассеяния частиц их энергии сохраняются, справедливо, но при рассмотрении этого процесса в системе центра масс взаимодействующих частиц. В лабораторной системе центр масс системы движется и энергия нейтрона после рассеяния изменится, так как часть ее будет передана ядру - мишени, которое до взаимодействия покоилось, а после приобрело скорость.

Потери энергии в акте упругого рассеяния нейтрона будут существенно выше, чем в рассеянии протона на электроне. Отношение масс нейтрона и ядра рассеивателя может составлять и единицу, если рассеяние происходит в среде водорода. В этом случае нейтрон может передать в одном акте упругого рассеяния всю свою энергию.

Угловое распределение нейтронов с энергией меньшей 10 МэВ при упругом рассеянии на ядре практически изотропно. Это означает, что в процессе упругого рассеяния нейтрон часто будет изменять направление своего движения на большие углы. Поэтому распространение нейтрона в среде представляет процесс случайного блуждания: длина пробега до очередного взаимодействия изменяется случайным образом, величина угла рассеяния, т.е. изменение направления движения, так же случайна. Такой характер движения частицы характерен для процессов диффузии частиц при распространении их в среде.

Если в среде из углерода начинает распространяться нейтрон с энергией 10 МэВ, то он достигнет энергии 1 МэВ, удалившись от начальной точки на расстояние ~ 15 см. Сравните это значение с 0.87 мм для протона с той же начальной и конечной энергиями.

Что происходит с протонами и нейtronами, когда они потеряют свою энергию до малых значений. Если протон уменьшил свою скорость до скорости электронов на орбите атома среды, то увеличивается вероятность захвата электрона протоном и образования нейтрального атома водорода. В конечном счете атом водорода займет место в атомной структуре вещества.

Нейтрон, замедлившись до тепловых энергий (0.0252 эВ), будет блуждать в веществе, пока не будет захвачен ядром, либо образовав конечное ядро в возбужденном

см - радиус боровской орбиты. Сечение упругого рассеяния нейтрона на ядре порядку величины равно πR^2 , где R - радиус ядра. Для ядра углерода $R \approx 2.2$ фм. Отсюда получаем отношение сечений потерь энергии за счет ядерного взаимодействия к потерям при электромагнитным как $\Delta_{nucl}/\Delta_{em}(R/r_0)^2 = 1 \text{ МэВ}/100 \text{ эВ} (2.2 \cdot 10^{-13}/0.529 \cdot 10^{-8})^2 \sim 2 \cdot 10^{-5}$. По таблицам удельных потерь для протонов с энергией 10 МэВ в углероде находим $(dE/dx)_{em} = 4.1 \text{ МэВ}/(\text{мг}/\text{см}^2)$, $(dE/dx)_{nucl} = 2.0 \cdot 10^{-5} \text{ МэВ}/(\text{мг}/\text{см}^2)$, и для их отношения получаем значение $0.5 \cdot 10^{-5}$, что близко к нашей качественной оценке.

состоянии, либо вызвав деление конечного ядра. Как известно, этот очень важный процесс, происходящий с тепловыми нейтронами, реализуется в ядерных энергетических реакторах. Поэтому и была развита теория диффузии нейронов в средах, которую мы рассмотрим далее.

7.1 Сечения реакций, происходящих с нейтронами в веществе.

Напомним определение сечения ядерной реакции. Ищем число реакций N_r , происходящих на мишени, толщиной t , через которую в 1 секунду проходит n частиц. Это число N_r пропорционально n и числу ядер мишени на пути бомбардирующих частиц $\nu = N \cdot t$, где N число ядер мишени в 1 см³. Тогда, вводя коэффициент пропорциональности σ , получаем связь

$$N_r = \sigma N \cdot tn \quad (7.1)$$

Определим размерность $[\sigma]$.

$[N_r] = \text{сек}^{-1}$, $[N] = \text{см}^{-3}$, $[t] = \text{см}^1$, $[n] = \text{сек}^{-1}$.

$$[N_r] = \frac{1}{\text{сек}} = [\sigma] \cdot [N] \cdot [t] \cdot [n] = [\sigma] \text{см}^{-3} \text{см}^1 \text{сек}^{-1} = [\sigma] \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}} \quad (7.2)$$

Отсюда заключаем, что $[\sigma] = \text{см}^2$. Множитель σ_r называется сечением ядерной реакции. Эта величина представляет вероятность того, что частица вступит в ядерную реакцию с одним из ядер мишени.

В этом определении числа реакций мы предполагаем, что пучок бомбардирующих частиц имеет поперечные размеры много меньшие размеров мишени. Для рассмотрения нейтронных пучков как правило мишень находится в однородном потоке нейтронов, равномерно облучающих мишень по ее сечению. Тогда используют иное соотношение для вычисления числа реакций, которое выводится из следующих рассуждений.

Пусть пучок частиц с плотностью n частиц/см³ падает на мишень толщиной t с содержанием N ядер в см³. Пусть все частицы движутся с одинаковой скоростью v , тогда число частиц, проходящих через единичную площадку за 1 сек, составит nv . Число ядер, приходящихся на 1 см² мишени, равно Nt . Число реакций данного типа N_r , происходящих за 1 сек на 1 см² мишени составит

$$N_r = \sigma_r N t n v \quad (7.3)$$

Если нейtron может вызвать несколько реакций различного типа, то вводится свое сечение для каждого типа. Среди этих реакций наиболее важными являются: упругое рассеяние с сечением σ_{el} , неупругое рассеяние с σ_{inel} , реакция радиационного захвата с $\sigma_{n\gamma}$, деление ядра с σ_{nf} , np -реакция с σ_{np} , $n\alpha$ -реакция с $\sigma_{n\alpha}$.

Полное сечение взаимодействия нейтрона с веществом равно сумме всех возможных реакций

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} + \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nf} + \sigma_{np} + \sigma_{n\alpha} + \dots$$

Сечение поглощения нейтронов равно сумме сечений всех реакций, в которых нейтрон исчезает

$$\sigma_a = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nf} + \sigma_{np} + \sigma_{n\alpha} + \dots$$

Если ядра мишени способны делиться при захвате нейтрона, то полезно выделить сечение захвата, равного сумме сечений процессов, в которых нейtron исчезает, но не вызывает деления

$$\sigma_c = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{np} + \sigma_{n\alpha} + \dots$$

Тогда для делящихся ядер

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$$

Удобно выделить произведение σN , входящее в формулу (7.1), введя величину макроскопического сечения $\Sigma = \sigma N$. Связь Σ с σ имеет вид

$$\Sigma = \sigma N = \sigma \rho \frac{N_A}{A} \quad (7.4)$$

Размерность $\Sigma \text{ см}^{-1}$. В этом определении ρ - плотность вещества в $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$, t - толщина мишени в см , A - атомный вес вещества в г , N_A - число Авогадро. Аналогично вводятся макроскопические сечения для отдельных реакций.

Число реакций в 1 сек с использованием макроскопического сечения равно

$$N_r = \Sigma t n \quad (7.5)$$

Изменение числа частиц за счет поглощения их в мишени толщиной dx , равно

$$dn = -\Sigma_a n dx \quad dn/n = -\Sigma_a dx$$

Для примера рассчитаем макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов Σ_a в углероде. Для таких нейтронов может осуществляться только реакция радиационного захвата, сечение которого $\sigma_{n\gamma} = 0.0034$ барна ($\rho = 1.6 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $A = 12\text{г}$).

$$\Sigma_a = 0.0034 \cdot 10^{-24} \cdot 1.6 \cdot \frac{6.022 \cdot 10^{23}}{12} = 0.27 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1} \quad (7.6)$$

Если среда представляет смесь ядер различных элементов, то макроскопическое сечение процесса смеси равно сумме макроскопических сечений для отдельных ядер

$$\Sigma = \sigma_1 N_1 + \sigma_2 N_2 + \dots + \sigma_n N_n \quad (7.7)$$

Рассчитаем макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов в естественном уране, состоящим на 99.3% из изотопа ^{238}U и 0.7% ^{235}U . Соответствующие сечения возьмем из таблиц, где оно выражено в *барнах*.

$$\Sigma_a^U = \sigma_a N_{238} + \sigma_a N_{235} = \left(\sigma_{n\gamma}^{238} + (\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235}) \frac{N_{235}}{N_{238}} \right) N_{238} = \quad (7.8)$$

$$\left(2.71 + (582 + 101) \cdot \frac{0.7}{99.3} \right) \cdot 10^{-24} \cdot 19.1 \cdot \frac{6.022 \cdot 10^{23}}{238} = 0.36 \text{ см}^{-1}$$

Получим выражение для вероятности того, что нейtron пройдет до взаимодействия заданное расстояние. Если n нейтронов падают по нормали на слой вещества толщиной dx , то изменение числа нейтронов после выхода из слоя, как показано выше, равно $dn = -n\Sigma dx$, где Σ - макроскопическое сечение взаимодействия. Отсюда

зависимость числа нейтронов от толщины слоя x получается интегрированием этой зависимости

$$n(x) = n_0 e^{-\Sigma x}$$

Вероятность того, что нейtron проникнет на глубину x , не провзаимодействовав, а затем вступит во взаимодействие на длине dx равна

$$p(x)dx = C_n \cdot e^{-\Sigma x} \Sigma dx,$$

где C_n -нормирующий множитель. Его определим из условия

$$1 = C_n \int_0^\infty e^{-\Sigma x} \Sigma dx = C_n$$

Тогда

$$p(x) = \Sigma e^{-\Sigma x} \quad (7.9)$$

Средняя длина пробега нейтрона до вступления во взаимодействие определяется из соотношения

$$\lambda = \int_0^\infty x p(x) dx = \int_0^\infty x e^{-\Sigma x} \Sigma dx = \frac{1}{\Sigma} \quad (7.10)$$

Величина λ называется длиной свободного пробега нейтрона. В этих соотношениях мы не определили какое именно взаимодействие имеется в виду. Можно использовать сечение конкретного взаимодействия, тогда соответствующие пробеги будут относиться к этому взаимодействию.

Рассчитаем длину свободного пробега теплового нейтрона до поглощения в естественном уране. В расчете величину Σ_a^U возьмем из вычислений по формулам (7.8)

$$\lambda_a^U = \frac{1}{\Sigma_a^U} = \frac{1}{0.36 \text{ cm}^{-1}} = 2.8 \text{ cm}$$

7.2 Характеристики процесса упругого рассеяния нейтронов на ядрах.

Рассмотрим энергию упруго рассеянного нейтрона с массой m на ядре замедлителя с массой M . Радиус-вектор \vec{R} системы центра масс системы (*сум*) связан с радиусом-вектором нейтрона \vec{r}_n и радиусом-вектором ядра замедлителя \vec{r}_m соотношением

$$\vec{R} = \frac{m\vec{r}_n + M\vec{r}_m}{m + M} \quad (7.11)$$

До момента соударения радиус-вектор ядра замедлителя \vec{r}_m не изменяется. Продифференцировав уравнение (7.11) по времени, получим связь между вектором скорости центра масс \vec{v}_{cm} и скоростью нейтрона в лабораторной системе координат \vec{v}_n

$$\vec{v}_{cm} = \frac{m}{m + M} \vec{v}_n \quad (7.12)$$

Скорость налетающего нейтрона в системе центра масс \vec{v}_n^* связана со скоростью налетающего нейтрона в лабораторной системе (*лск*) \vec{v}_n соотношением

$$\vec{v}_n^* = \vec{v}_n - \vec{v}_{cm} = \frac{M}{M + m} \vec{v}_n \quad (7.13)$$

При упругом рассеянии скорость нейтрона в системе центра масс не меняется по абсолютной величине, но меняется по направлению. Пусть после рассеяния скорость нейтрона в *сум* \vec{v}_{nf}^* . Выполняется соотношение: $\vec{v}_{nf}^* \cdot \vec{v}_{nf} = v_n^* v_{nf}$

Скорость нейтрона после упругого рассеяния в лабораторной системе координат \vec{v}_{nf} равна

$$\vec{v}_{nf} = \vec{v}_{nf}^* + \vec{v}_{cm} = \frac{M}{M+m} \vec{v}_{nf}^* + \vec{v}_{cm} \quad (7.14)$$

Возведя в квадрат (7.14) получим уравнение

$$\begin{aligned} v_{nf}^2 &= (v_{nf}^*)^2 + v_{cm}^2 + 2v_{nf}^* v_{cm} \cos \theta = (v_n^*)^2 + v_{cm}^2 + 2v_n^* v_{cm} \cos \theta = \\ &\left(\frac{M}{M+m} \right)^2 (v_n^*)^2 + v_{cm}^2 + 2 \frac{M}{M+m} v_n^* v_{cm} \cos \theta \end{aligned} \quad (7.15)$$

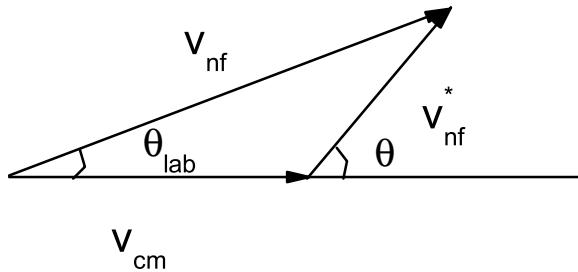


Рис. 7.1.

Здесь θ угол рассеяния нейтрона в *сум*. Преобразуем (7.15)

$$\frac{2E_{nf}}{m} = \left(\frac{M}{M+m} \right)^2 \frac{2E_n}{m} + \left(\frac{m}{M+m} \right)^2 \frac{2E_n}{m} + 2 \frac{Mm}{(M+m)^2} \frac{2E_n}{m} \cos \theta \quad (7.16)$$

$$\frac{E_{nf}}{E_n} = \left(\frac{M}{M+m} \right)^2 + \left(\frac{m}{M+m} \right)^2 + 2 \frac{Mm}{(M+m)^2} \cos \theta \quad (7.17)$$

$$\frac{E_{nf}}{E_n} = \frac{M^2 + m^2 + 2Mm \cos \theta}{(M+m)^2} \quad (7.18)$$

Формула (7.18) используется в расчетах для вычисления в *лск* энергии нейтрона E_{nf} , рассеянного под углом θ в *сум* (E_n -энергия налетающего нейтрона в *лск*). Найдем связь между углом рассеяния в *лск* и *сум*. Запишем проекцию вектора скорости рассеянного нейтрона \vec{v}_{nf} на направление вектора \vec{v}_{cm} (см. рис. 7.1)

$$v_{nf} \cos \theta_{lab} = v_{cm} + v_{nf}^* \cos \theta = v_{cm} + v_n^* \cos \theta \quad (7.19)$$

$$\begin{aligned} \cos \theta_{lab} &= \frac{v_{cm} + v_n^* \cos \theta}{v_{nf}} = \\ &\left(\frac{m}{m+M} v_n + \frac{M}{m+M} v_n \cos \theta \right) / v_{nf} = \\ &\frac{m + M \cos \theta}{m + M} \frac{v_n}{v_{nf}} = \\ &\frac{m + M \cos \theta}{m + M} \sqrt{\frac{E_n}{E_{nf}}} \end{aligned} \quad (7.20)$$

Подставив в последнюю строку (7.20), выражение из (7.18) получим искомую связь

$$\cos \theta_{lab} = \frac{m + M \cos \theta}{\sqrt{M^2 + m^2 + 2Mm \cos \theta}} \quad (7.21)$$

Найдем $g(E_n \rightarrow E_{nf})dE_{nf}$ – вероятность того, что нейtron с энергией E_n после соударения попадет в интервал энергий $(E_{nf}, E_{nf} + dE_{nf})$. Так как между E_{nf} и $\cos \theta$ существует взаимно однозначная связь (см. уравнение (7.21)), то

$$g(E_n \rightarrow E_{nf}) = p(\cos \theta)d \cos \theta \quad (7.22)$$

Здесь $p(\cos \theta)$ вероятность рассеяния нейтрона в интервал углов, для которых косинус лежит в интервале $(\cos \theta, \cos \theta + d \cos \theta)$. При энергиях нейтрона единицы $MэВ$ угловое распределение упруго рассеянных нейтронов изотропно и тогда $p(\cos \theta) = 1/2$. Теперь уравнение (7.22) примет вид

$$g(E_n \rightarrow E_{nf})dE_{nf} = \frac{1}{2}d \cos \theta = \frac{1}{2} \frac{d \cos \theta}{dE_{nf}} dE_{nf} \quad (7.23)$$

Обозначим

$$\alpha = \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2; \quad 1 - \alpha = \frac{4Mm}{(M + m)^2}; \quad 1 + \alpha = \frac{2(M^2 + m^2)}{(M + m)^2}$$

В этих величинах формула (7.18) примет вид

$$\frac{E_{nf}}{E_n} = \frac{1}{2}[(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (7.24)$$

Отсюда

$$g(E_n \rightarrow E_{nf}) = \frac{1}{2} \frac{d \cos \theta}{dE_{nf}} = \frac{1}{(1 - \alpha)E_n} \quad (7.25)$$

Найдем величину относительной доли кинетической энергии, потерянной нейтроном при рассеянии на заданный угол θ . Для этого воспользуемся формулой (7.18)

$$\frac{\Delta E}{E_n} = 1 - \frac{E_{nf}}{E_n} = 1 - \frac{M^2 + m^2 + 2Mm \cos \theta}{(M + m)^2} = \frac{4Mm \sin^2 \theta/2}{(M + m)^2} \quad (7.26)$$

Величина $\Delta E/E_{nf}$ для данного θ не зависит от энергии нейтрона, т.е.

$$\Delta E/E_{nf} \Big|_{\theta=\theta_0} = (1 - \alpha) \cdot \sin^2 \theta_0/2$$

Для $\theta_0 = 0$ $\Delta E/E_n = 0$, т.е. при рассеянии на нулевой угол нейtron не теряет энергию; при рассеянии назад, т.е. для $\theta_0 = 180^\circ$ потеря энергии максимальна - $\Delta E/E_n = 4mM/(M+m)^2$. Последняя величина максимальна для соотношения масс $M = m$, при этом $\Delta E/E_n = 1$. Отсюда наибольшие потери энергии нейtron испытывает при движении в водороде. Для $A > 1$ энергия рассеянного нейтрона лежит в интервале от αE до E .

Отношение $\Delta E/E_n = \Delta(\ln E)$ зависит от угла рассеяния θ . Для каждого замедлителя вводят величину, называемую *среднелогарифмической потерей энергии на столкновение*, определяемую как

$$\xi = \overline{[\ln E_i - \ln E_f]} = \overline{[\ln(E_i/E_f)]}$$

В этом выражении E_i, E_f - начальная и конечная энергия нейтрона в акте рассеяния; усреднение происходит по всем возможным углам рассеяния нейтрона на ядрах вещества. Удобство этой величины в том, что с ее помощью можно рассчитать число столкновений N , необходимое для замедления нейтрона с энергией E_0 до энергии E . Действительно, рассмотрим связь энергий нейтрона в цепи последовательных рассеяний с начальной энергией:

$$\begin{aligned} \xi &= \ln \frac{E_0}{E_1} = \ln \frac{E_1}{E_2} = \dots = \ln \frac{E_{n-1}}{E_n} \\ E_0 &= E_1 e^\xi = E_2 e^{2\xi} = \dots = E_n e^{N\xi} \\ N &= \frac{\ln(E_0/E_n)}{\xi} \end{aligned} \tag{7.27}$$

Чем больше величина ξ , тем больше средняя потеря энергии нейтроном в процессе однократного рассеяния и тем большими порциями нейtron будет терять энергию.

В следующем разделе показано, что усредненное по всем углам рассеяния нейтрона ξ имеет вид (см. уравнение (7.37))

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha, \tag{7.28}$$

где

$$\alpha = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2$$

Видно, что средняя логарифмическая потеря энергии ξ не зависит от энергии нейтрона и определяется только массой ядра-мишени. Часто при описании процессов распространения нейтронов в среде вместо энергии нейтрона используют другую переменную, называемую логарифмической энергией или летаргией, которую определяют как

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \tag{7.29}$$

Здесь E - энергия нейтрона, E_0 - фиксированное значение энергии нейтрона, выбираемой произвольно. Часто принимают $E_0 = 2 \text{ МэВ}$. Летаргия растет при уменьшении энергии нейтрона. Удобство использования этой переменной состоит в том, что в шкале летаргии нейtron в одном акте рассеяния увеличивает свою летаргию

на фиксированную величину ξ , независимо от того, какой летаргии он обладал до соударения.

Действительно, пусть нейtron до соударения характеризуется летаргией u , а после соударения — u' . Тогда изменение летаргии равно

$$u' - u = \ln \frac{E_0}{E'} - \ln \frac{E_0}{E} = \ln \frac{E}{E'} = \xi$$

Связь между энергией нейтрона и его летаргией имеет вид

$$E = E_0 e^{-u}$$

Уравнение (7.27) в единицах летаргии принимает вид

$$N = \frac{u}{\xi} \quad (7.30)$$

7.3 Вычисление средней логарифмической потери энергии ξ .

Уравнение (7.26) запишем в виде

$$\frac{E_f}{E_n} = \frac{1 + \alpha}{2} + \frac{1 - \alpha}{2} \cos \theta, \quad (7.31)$$

где

$$\alpha = \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2$$

Нужно усреднить (7.31) по всем углам θ , изменяющимися от 0 до π . Плотность распределения вероятности значения θ дается выражением

$$w(\theta) d\cos \theta = -1/2 \cdot d\cos \theta$$

$$\xi = \int_0^\pi \ln \left(\frac{E_f(\theta)}{E_n} \right) w(\theta) d\cos \theta = -\frac{1}{2} \int_0^\pi \ln \left(\frac{E_f(\theta)}{E_n} \right) d\cos \theta \quad (7.32)$$

$$\xi = -\frac{1}{2} \int_0^\pi \ln \left(\frac{1 + \alpha}{2} + \frac{1 - \alpha}{2} \cos \theta \right) d\cos \theta \quad (7.33)$$

Введем обозначения

$$A = \frac{1 + \alpha}{2} \quad B = \frac{1 - \alpha}{2} \quad x = A + B \cos \theta \quad dx = B \cdot d\cos \theta$$

В этих обозначениях (7.33) примет вид

$$\xi = -\frac{1}{2B} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} (\ln x) dx = -\frac{1}{2B} (x \ln x - x) \Big|_{\theta=0}^{\theta=\pi} \quad (7.34)$$

$$\xi = -\frac{1}{2B} [(A + B \cos \theta) \ln(A + B \cos \theta) - (A + B \cos \theta)] \Big|_{\theta=0}^{\theta=\pi} \quad (7.35)$$

$$\xi = -\frac{1}{2B} [(A + B) \ln(A + B) - (A + B) - (A - B) \ln(A - B) + (A - B)] \quad (7.36)$$

$$A + B = 1 \quad A - B = \alpha$$

$$\xi = -\frac{1}{1-\alpha}(0 - 1 - \alpha \ln \alpha + \alpha) = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \quad (7.37)$$

Для случая, когда $M \gg m$, можно для ξ получить простое выражение.

$$\ln \alpha = \ln \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2 = 2 \ln \left(\frac{1-m/M}{1+m/M} \right) \simeq 4 \ln(1-m/M) \simeq -4m/M$$

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2 / \left(1 - \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2 \right) = \frac{(M-m)^2}{4mM}$$

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \simeq 1 - \frac{(M-m)^2}{4mM} \cdot (-4m/M) \simeq 1 - \frac{M^2(1-m/M)^2}{M^2} \simeq \frac{2m}{M} \quad (7.38)$$

8 Поле нейтронов.

8.1 Поток, плотность и ток нейтронов.

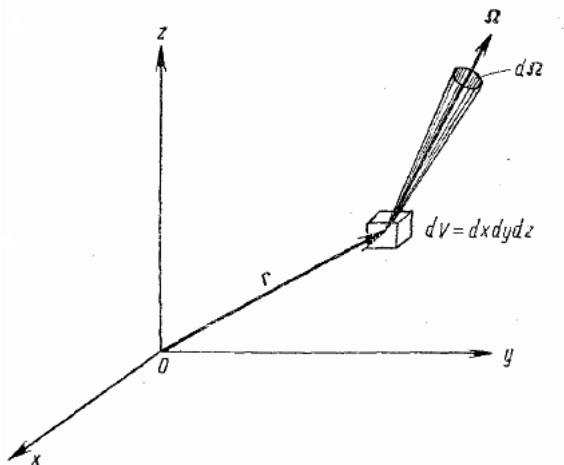


Рис. 8.1.

Пусть в элементе объема dV с координатой \vec{r} содержится $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ нейтронов, с направлением движения в телесном угле $\vec{\Omega}$ и энергией в энергетическом интервале dE . Эта величина называется *дифференциальной плотностью*. Она может зависеть от времени.

Определим *векторную плотность* нейтронов соотношением

$$n(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \int_0^\infty n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dE \quad (8.1)$$

Проинтегрировав векторную плотность по всем возможным направлениям движения нейтронов, получим *плотность нейтронов* в точке \vec{r}

$$n(\vec{r}, t) = \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\Omega \quad (8.2)$$

Введем *дифференциальный поток нейтронов*, определив его соотношением

$$F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v \quad (8.3)$$

где v - скорость нейтрана.

Эта величина представляет собой число нейтронов в точке \vec{r} с энергией в интервале $(E, E + dE)$, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ в элементе телесного угла $d\Omega$, которые пересекают за 1 сек поверхность площадью 1 см^2 , перпендикулярную направлению $\vec{\Omega}$ (см. рис. 8.1). Размерность величины $F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ есть $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{степ}^{-1} \text{эВ}^{-1}$.

Определим *векторный поток нейтронов*

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \int F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dE \quad (8.4)$$

Эта величина представляет собой число нейтронов в точке \vec{r} в единице телесного угла, которые пересекают за 1 сек поверхность площадью 1 см^2 , перпендикулярную направлению $\vec{\Omega}$ в телесном угле $d\Omega$.

Введем величину *поток нейтронов* в точке \vec{r} соотношением

$$\Phi(\vec{r}, t) = \int_{4\pi} \vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)d\Omega = n(\vec{r}, t)\bar{v} \quad (8.5)$$

Здесь \bar{v} - усредненная по энергетическому спектру скорость нейтрана.

Рассмотрим элемент поверхности dS , ориентацию которого в пространстве задает вектор \vec{k} , перпендикулярный этой поверхности. Если \vec{v} есть скорость нейтронов, тогда величина $\vec{k} dS \vec{v} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ есть число нейтронов, пересекающих элемент поверхности в единичном телесном угле на единичный интервал энергии в единицу времени. Суммарное число нейтронов N , пересекающих элемент поверхности dS найдем из соотношения

$$N = \vec{k} dS \int_{4\pi} \vec{v} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d\Omega \quad (8.6)$$

Интеграл в этом выражении называется током нейтронов

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \vec{v} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d\Omega = v \int_{4\pi} \vec{\Omega} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d\Omega \quad (8.7)$$

Используя определение (8.3) можно записать выражение для тока нейтронов в виде

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \vec{\Omega} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d\Omega \quad (8.8)$$

Ток есть вектор, имеющий в каждом направлении проекцию, равную числу нейтронов, пересекающих единичную поверхность, перпендикулярную этому направлению, на единичный интервал энергии в единицу времени для данного значения энергии, времени и в данной точке.

Важной характеристикой является флюенс нейтронов Φ , определяемый как отношение числа нейтронов dN_n , проникших в объем элементарной сферы, к площади центрального поперечного сечения этой сферы dS : $\Phi = \frac{dN_n}{dS}$.

8.2 Общее уравнение переноса нейtronов.

Рассмотрим баланс числа нейtronов, содержащихся в элементе объема dV . Это число может изменяться вследствии следующих процессов:

- диффузия нейtronов из объема dV .

Найдем эту величину. Пусть в малом элементе объема dV , окруженным поверхностью S находится $n(\vec{r}, E, t)dV$ нейtronов, скорость которых равна $v\vec{\Omega}$. Число нейtronов, покидающих объем dV , составит

$$\int_S n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v\vec{\Omega}d\vec{S}dV$$

По определению

$$\lim_{dV \rightarrow 0} \frac{\int_S n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v\vec{\Omega}d\vec{S}}{dV} =$$

$$\text{div}[n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v\vec{\Omega}] = \text{div}[F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)\vec{\Omega}] \quad (8.9)$$

Заметим, что поскольку дифференцирование в выражении проводится по координатам \vec{r} , то справедливо соотношение

$$\text{div}[n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v\vec{\Omega}] = \vec{\Omega}\text{grad}[n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v] \quad (8.10)$$

$$\text{div}[F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)\vec{\Omega}] = \vec{\Omega}\text{grad}[F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)] \quad (8.11)$$

С учетом полученного соотношения (8.9) диффузия нейtronов из объема dV составит

$$\text{div}[\vec{\Omega}F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)]dVd\Omega dE = \vec{\Omega}\text{grad}F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dVd\Omega dE$$

- генерация нейtronов источниками с плотностью

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$$

- уменьшение числа нейtronов за счет процессов поглощения и рассеяния, сечения которых составляют Σ_a , Σ_s $\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$

$$\Sigma_t F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dVd\Omega dE$$

- увеличение числа нейtronов в объеме dV за счет рассеяния

$$\int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\Omega' dE' d\Omega dEdV$$

здесь

$$\Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) d\Omega dE$$

сечение процесса, в котором нейtron с энергией E' с направлением скорости $\vec{\Omega}'$ рассеивается в элемент телесного угла $d\Omega$ около направления $\vec{\Omega}$, и изменяет свою энергию от E' до E .

Сумма всех этих вкладов должна равняться скорости изменения дифференциальной плотности

$$\frac{\partial n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = -\vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \Sigma_t F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \int_{4\pi}^{\infty} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{\Omega}' dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (8.12)$$

Мы получили интегро-дифференциальное уравнение, содержащее семь независимых переменных: три пространственные координаты \vec{r} , две переменные ϑ, φ , определяющие направление $\vec{\Omega}$, энергия E и время t . Это уравнение переноса по форме совпадает с уравнением Больцмана, построенным для рассмотрения диффузии атомов в газах.

Решение этого уравнения в таком виде как оно получено в аналитическом виде невозможно. Обычно получают решение для некоторого частного случая, используя упрощающие приближения. Например, для стационарного случая и отсутствия энергетической зависимости сечений уравнение приобретает вид

$$-\vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_t F(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) F(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}) = 0 \quad (8.13)$$

Другой важный случай соответствует отсутствию временной и пространственной зависимости. Для получения уравнения переноса в этом случае следует произвести интегрирование уравнения (8.12) по углам. Учтем, что

$$\int_{4\pi} \vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega = \operatorname{grad} F(E) \int_{4\pi} \vec{\Omega} d\Omega = 0$$

Для этого приближения $\Phi(E) = 4\pi F(E)$ (см. уравнение (8.2)). Теперь уравнение (8.12) принимает вид

$$(\Sigma_a + \Sigma_s)\Phi(E) = \int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(E') dE' + S(E) \quad (8.14)$$

Это уравнение описывает замедление нейтронов в бесконечной среде с равномерно распределенными источниками.

Далее мы рассмотрим три задачи, описывающие следующие наиболее важные процессы распространения нейтронов в средах:

- диффузия моноэнергетических нейтронов
- замедление нейтронов
- распространение нейтронов с учетом пространственной и энергетической зависимости

9 Уравнение диффузии для монохроматических нейтронов.

Рассмотрим процесс пространственного распределения нейтронов в бесконечной среде. Будем использовать ряд упрощающих приближений: ограничимся случаем монохроматических нейтронов. Будем считать рассеяние нейтронов изотропным, т.е. при рассеянии нейтрона на ядрах среды изменится только направление скорости нейтрона, а энергия сохранится. Это приближение выполняется для тепловых нейтронов. Учтем поглощение нейтронов ядрами среды. Расчеты с меньшими приближениями можно найти, например, в монографиях [14],[15],[16],[17],[18],[19].

Мы не будем пользоваться общим уравнением переноса нейтронов (8.12), а получим уравнение баланса, справедливое для наших приближений, более простым путем.

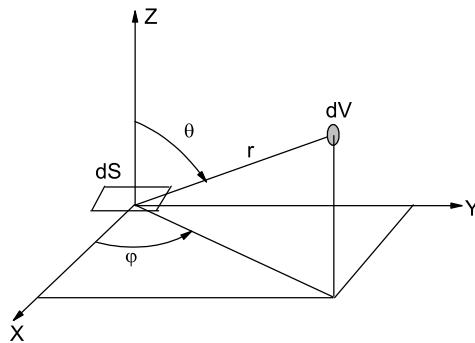


Рис. 9.1.

Пусть в начале системы координат расположена малая площадка, площадью dS , причем ось Z перпендикулярна плоскости этой площадки, см.рис.9.1. Выберем в веществе малый объем dV , расположенный на расстоянии r от начала координат. Если плотность потока нейтронов равна φ , то число реакций рассеяния, которые произойдут в этом объеме в 1 сек, составит $\Sigma_{sc}\varphi(x, y, z)dV$. Так как угловое распределение рассеяния изотропно, через площадку dS пройдут $j dS$ нейтронов, при этом

$$j dS = \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} \Sigma_{sc} \varphi(x, y, z) dV e^{-\Sigma_{sc} r} e^{-\Sigma_a r},$$

где множитель $e^{-\Sigma_{sc} r}$ учитывает, что на пути r часть нейтронов испытает рассеяние и не попадет в dS , множитель $e^{-\Sigma_a r}$ учитывает поглощение нейтронов на том же пути. Введем Σ_s как $\Sigma_s = \Sigma_{sc} + \Sigma_a$.

Величина j есть ток нейтронов; размерность тока $см^{-2}сек^{-1}$.

Если объем dV находится в верней полуплоскости, то полное число нейтронов $J^+ dS$, проходящих через площадку dS , найдем проинтегрировав функцию j по всему пространству, где $z > 0$.

$$J^+ dS = \int_{z>0} \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} \Sigma_{sc} \varphi(x, y, z) dV e^{-\Sigma_s r},$$

Аналогично полное число нейтронов J^-dS , проходящих через площадку dS со стороны нижнего полупространства равно

$$J^-dS = \int_{z<0} \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} \Sigma_{sc} \varphi(x, y, z) dV e^{-\Sigma_s r},$$

Если плотность потока нейтронов медленно меняется на расстоянии равном свободному пробегу, то можно использовать диффузационное приближение, состоящее в том, что функцию $\varphi(x, y, z)$ заменяют ее разложением в ряд Тэйлора и при этом удерживаем члены только с первыми степенями переменных:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(0, 0, 0) + x \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_0 + y \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_0 + z \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0$$

Обозначим $\varphi(0, 0, 0) = \varphi_0$. Рассмотрим интегрирование отдельных слагаемых в выражении для J^+dS . Интегрирование первого слагаемого, содержащего φ_0 , дает

$$\begin{aligned} \int_{z>0} \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} \Sigma_{sc} \varphi_0 e^{-\Sigma_s r} dr r^2 \sin \theta d\theta d\psi = \\ \frac{dS}{4\pi} \varphi_0 \Sigma_{sc} \int_0^\infty e^{-\Sigma_s r} dr \int_0^{\theta=\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{\psi=2\pi} d\psi = \\ \frac{dS}{4\pi} \varphi_0 (+1) \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_s} \left(\frac{1}{2}\right) 2\pi = dS \frac{\varphi_0}{4} \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_s} \end{aligned}$$

Интегрирование членов, содержащих $x = r \sin \theta \cos \psi$ или $y = r \sin \theta \sin \psi$ дает 0, так как

$$\int_0^{2\pi} \sin \psi d\psi = \int_0^{2\pi} \cos \psi d\psi = 0$$

Выполним интегрирование члена, содержащих $z = r \cos \theta$.

$$\begin{aligned} \frac{dS}{4\pi} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0 \Sigma_{sc} \int_0^\infty r e^{-\Sigma_s r} dr \int_0^{\theta=\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \int_0^{\varphi=2\pi} d\varphi = \frac{dS}{4\pi} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0 \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_s^2} \frac{1}{3} 2\pi = \\ dS \frac{\Sigma_{sc}}{6\Sigma_s^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0 \end{aligned}$$

Окончательный результат имеет вид

$$J^+ = \frac{\varphi_0}{4} \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_s} + \frac{\Sigma_{sc}}{6\Sigma_s^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0$$

Аналогично можно вычислить ток нейтронов, пересекающих площадку dS из нижнего полупространства. При вычислении необходимо учесть, что проекция площади dS на r равна $dS \cos \theta'$, а θ' есть угол между r и осью Z , где $z < 0$. Поэтому существует связь углов $\theta' = \pi - \theta$. Выполнив вычисление, получим

$$J^- = \frac{\varphi_0}{4} \frac{\Sigma_{sc}}{\Sigma_s} - \frac{\Sigma_{sc}}{6\Sigma_s^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0$$

Разностный ток нейтронов через площадку dS , расположенную нормально к оси Z определяется как

$$J_z = J_z^- - J_z^+ = -\frac{\Sigma_{sc}}{3\Sigma_s^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0$$

Так же можно вычислить ток через площадку, расположенную нормально к оси X или к оси Y :

$$\begin{aligned} J_x &= -\frac{\Sigma_{sc}}{3\Sigma_s^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_0 \\ J_y &= -\frac{\Sigma_{sc}}{3\Sigma_s^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_0 \end{aligned}$$

Результирующий ток нейтронов можно представить в виде

$$\vec{J} = J_x \vec{i} + J_y \vec{j} + J_z \vec{k} = -\frac{\Sigma_{sc}}{3\Sigma_s^2} \nabla \varphi$$

Введем коэффициент диффузии нейтронов D как

$$D = \frac{\Sigma_{sc}}{3\Sigma_s^2} = \frac{\Sigma_{sc}}{3(\Sigma_{sc} + \Sigma_a)^2} \quad (9.1)$$

Размерность D см. Теперь ток J связан с плотностью потока φ соотношением, которое называется законом Фика

$$\vec{J} = -D \nabla \varphi \quad (9.2)$$

Если среда, в которой распространяются нейтроны слабо поглощает их, то $\Sigma_{sc} \gg \Sigma_a$. Такая ситуация типична для диффузии тепловых нейтронов в среде замедлителя, используемого в энергетических ядерных реакторах. В этом случае

$$D = \frac{\Sigma_{sc}}{3\Sigma_s^2} \simeq \frac{1}{3(\Sigma_{sc} + \Sigma_a)} \quad (9.3)$$

Рассмотрим малый параллелепипед с гранями перпендикулярными осям координат, и найдем число нейтронов, выходящих из этого объема. В направлении оси Z эта величина составит

$$(J_{z+dz} - J_z)dx dy = -D \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z+dz} - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_z \right] dx dy = -D \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} dx dy dz$$

Аналогичный вид имеют числа нейтронов, выходящих из граней нормальных к осям X и Y :

$$\begin{aligned} (J_{x+dx} - J_x)dy dz &= -D \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} dx dy dz \\ (J_{y+dy} - J_y)dx dz &= -D \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} dx dy dz \end{aligned}$$

Уравнение баланса нейтронов в малом параллелепипеде в стационарном состоянии имеет вид: число нейтронов, вышедших из объема + число нейтронов, поглощенных в объеме равно числу нейтронов, рожденных в объеме, qdV . Этот баланс после сокращения на $dx dy dz$ имеет вид

$$-D \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right] + \Sigma_a \varphi = q$$

или

$$-D\Delta\varphi + \Sigma_a\varphi = q$$

Если ядра среды могут испытывать деление, то число нейтронов возникающих в объеме dV составит $qdV = k\Sigma_a dV$, где k - среднее число нейтронов, возникающих в процессе деления ядра. С учетом деления уравнение диффузии принимает вид

$$D\Delta\varphi + \Sigma_a(k-1)\varphi = 0 \quad (9.4)$$

9.1 Решение уравнения диффузии.

Рассмотрим частный случай, когда имеется точечный источник нейтронов, расположенный в начале координат. Найдем зависимость плотности потока нейтронов от расстояния до источника. Будем считать, что среда, в которой распространяются нейтроны, содержит ядра, не способные делиться. Уравнение диффузии нейтронов в среде имеет вид (см. уравнение (9.4)). В нашем случае параметр $k = 0$, поэтому запишем (9.4) в виде

$$\nabla^2\varphi - \varphi/L^2 = 0 \quad (9.5)$$

Здесь $L^2 = D/\Sigma_a$. Параметр L , имеющий размерность длины, называется длиной диффузии нейтронов, а величина L^2 - площадью диффузии. Так как $D = 1/(3(\Sigma_{sc} + \Sigma_a))$, то

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_{sc} + \Sigma_a)}$$

Для изотропной среды плотность потока зависит только от расстояния до источника нейтронов r и не зависит от угловых переменных θ и φ : $\varphi = n(r)$.

В этом случае уравнение (9.5) принимает вид

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r} - \varphi/L^2 = 0 \quad (9.6)$$

Сделаем подстановку $\varphi(r) = f(r)/r$. Тогда уравнение перейдет в

$$f'' - f/L^2 = 0 \quad (9.7)$$

Общее решение этого однородного дифференциального уравнения имеет вид

$$f(r) = C_1e^{-r/L} + C_2e^{r/L}$$

Отсюда $\varphi(r) = (C_1e^{-r/L} + C_2e^{r/L})/r$

Из условия $\varphi(\infty) = 0$ постоянная $C_2 = 0$, тогда решение имеет вид

$$\varphi = C_1e^{-r/L}/r$$

Постоянную C_1 найдем из условия баланса плотность потока нейтронов. Пусть имеется источник, испускающих Q нейтронов в секунду. Рассмотрим сферу радиусом $r = \varepsilon$, в центре которой находится источник. Ток нейтронов определяется уравнением (9.2), которое для плотности потока нейтронов, зависящего только от расстояния от источника нейтронов r , принимает вид

$$J = -D\frac{d\varphi}{dr}$$

Условие баланса на поверхности сферы имеет вид

$$-D \frac{d\varphi}{dr} \Big|_{r=\varepsilon} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon^2}$$

Отсюда получим

$$C_1 D e^{-\varepsilon/L} \left(\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{L\varepsilon} \right) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon^2}$$

Устремив в последнем уравнении $\varepsilon \rightarrow 0$, найдем, что

$$C_1 = \frac{Q}{4\pi D}$$

Окончательно для плотности потока нейtronов имеем выражение

$$\varphi(r) = Q \frac{e^{-r/L}}{4\pi Dr} \quad (9.8)$$

Найдем среднеквадратичный путь, проходимый нейtronом от точки начала движения до точки, в которой он поглотился.

$$\overline{R^2} = \int_0^\infty r^2 4\pi r^2 dr \varphi(r) \Big/ \int_0^\infty 4\pi r^2 dr \varphi(r) \quad (9.9)$$

Проведя вычисление интегралов, получим

$$\overline{R^2} = 6L^2; \quad L^2 = \frac{1}{6}\overline{R^2} \quad (9.10)$$

10 Спектр замедляющихся нейtronов в бесконечной среде.

Выше мы рассмотрели процесс диффузии монохроматических нейtronов в среде. Но нейtronы, возникающие в процессе деления ядер, имеют энергию порядка $MэВ$ или долей $MэВ$. Для работы ядерного реактора они должны быть замедлены до тепловых энергий. Поэтому необходимо рассмотреть процесс замедления нейtronов в бесконечной среде.

В данном случае нас интересует только стационарный энергетический спектр нейtronов, для чего поток нейtronов $\Phi(\vec{r}, E, t)$ нужно проинтегрировать по пространственным координатам и считать, что зависимость от времени отсутствует.

Ранее было получено уравнение баланса (11.1) для случая отсутствия временной и пространственной зависимости. Напомним вид этого уравнения

$$(\Sigma_a + \Sigma_s)\Phi(E) = \int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E)\Phi(E')dE' + S(E) \quad (10.1)$$

Физический смысл этого уравнения ясен: левая часть уравнения дает число нейtronов с энергией E , покидающих 1 см^3 в 1 сек из-за поглощения и рассеяния, а левая часть дает число образовавшихся нейtronов с энергией E в результате рассеяния нейtronов с другими энергиями плюс число нейtronов с энергией E рожденных источником $S(E)$ в 1 см^3 в 1 сек.

Величина $\Psi(E) = (\Sigma_a + \Sigma_s)\Phi(E)$ задает число нейтронов, рассеянных или захваченных в 1 сек в 1см^3 . Эта величина называется *плотностью столкновений*.

В уравнение баланса входит величина $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$, имеющая смысл сечения рассечения нейтрона с энергией E' , при котором рассеянный нейtron имеет энергию E . Введем функцию $g(E' \rightarrow E)$ - вероятность рассеяния нейтрона с энергией E' , при котором рассеянный нейtron имеет энергию E . Тогда справедливо соотношение

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E) = \Sigma_s(E')g(E' \rightarrow E) \quad (10.2)$$

Как было показано (см. уравнение (7.25))

$$g(E' \rightarrow E) = \frac{1}{(1-\alpha)E'}$$

Вероятность того, что нейtron с начальной энергией $E' > E$ в результате взаимодействия с ядром среды будет иметь энергию $E'' < E$ дается соотношением

$$G(E', E) = \int_{\alpha E'}^E g(E' \rightarrow E'') dE'' = \int_{\alpha E'}^E \frac{dE''}{(1-\alpha)E'} = \frac{(E - \alpha E')}{(1-\alpha)E'} \quad (10.3)$$

Введем функцию $q(E)$, определяющую число нейтронов в 1см^3 , замедляющихся за 1 сек ниже энергии E . Эта функция называется *функцией замедления*. Максимально возможная начальная энергия нейтрона, который после рассеяния приобрел энергию E , равна E/α . Тогда

$$q(E) = \int_E^{E/\alpha} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(E') dE' = \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E' \rightarrow E)}{\Sigma_s(E' \rightarrow E) + \Sigma_a} \Psi(E') dE' \quad (10.4)$$

Преобразуем уравнение для функции $q(E)$ следующим образом

$$q(E) = \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E') G(E', E) dE' = \\ \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E') \frac{E - \alpha E'}{(1-\alpha)E'} dE' \quad (10.5)$$

Продифференцируем последнее равенство по E , используя правило дифференцирования интеграла по параметру.¹

$$\frac{dq(E)}{dE} = \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E') \frac{1}{(1-\alpha)E'} dE' + \frac{1}{\alpha} \Psi(E) \frac{E - \alpha E/\alpha}{(1-\alpha)E'} - \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E) =$$

¹Напомним это правило: $\frac{d}{dy} \int_{\alpha(y)}^{\beta(y)} f(x, y) dx = \int_{\alpha(y)}^{\beta(y)} \frac{\partial f(x, y)}{\partial y} dx + \beta'(y)f(\beta(y), y) - \alpha'(y)f(\alpha(y), y)$.

$$\int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E') \frac{1}{(1-\alpha)E'} dE' - \frac{\Sigma_s(E)}{\Sigma_s(E) + \Sigma_a} \Psi(E) \quad (10.6)$$

Уравнение (10.1) запишем в виде

$$\Psi(E) = \int_0^\infty \frac{\Sigma_s(E' \rightarrow E)}{\Sigma_s(E' \rightarrow E) + \Sigma_a(E)} \Psi(E') dE' + S(E) \quad (10.7)$$

Используем соотношение (10.2). Оно определит пределы в интеграле, и используем определение (7.25). Тогда предыдущее равенство примет вид

$$\Psi(E) = \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a(E)} \frac{1}{(1-\alpha)E'} \Psi(E') dE' + S(E) \quad (10.8)$$

При использовании полученного равенства, уравнение (10.6) примет вид

$$\frac{dq(E)}{dE} = \Psi(E) - \frac{\Sigma_s(E)}{\Sigma_s(E) + \Sigma_a} \Psi(E) - S(E) \quad (10.9)$$

и окончательно

$$\frac{dq(E)}{dE} = \Psi(E) + \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma_s(E) + \Sigma_a} \Psi(E) - S(E) \quad (10.10)$$

10.1 Замедление в водороде.

Для водорода параметр $\alpha = 0$ и необходимо изменить уравнение (10.8). Будем считать, что источник испускает нейтроны с максимальной энергией E_Q . Тогда уравнение (10.8) примет вид

$$\Psi(E) = \int_E^{E_Q} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a(E)} \frac{1}{E'} \Psi(E') dE' + S(E) \quad (10.11)$$

Здесь учтено то, что уравнение (7.25) для водорода принимает вид

$$g(E' \rightarrow E) = \frac{1}{E'}$$

Дифференцируя (10.11) по E получим

$$\frac{d\Psi(E)}{dE} = -\frac{\Sigma_s(E)}{\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)} \frac{\Psi(E)}{E} + \frac{dS(E)}{dE} \quad (10.12)$$

Уравнение (10.5) для водорода принимает вид

$$q(E) = \int_E^{E_Q} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E') \frac{E}{E'} dE' = \quad (10.13)$$

$$E \int_E^{E_Q} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a} \Psi(E') \frac{1}{E'} dE'$$

$$q(E) = E(\Psi(E) - S(E)) \quad (10.14)$$

При получении последнего равенства было использовано уравнение (10.11). Дифференцируя последнее равенство, получим

$$\begin{aligned} \frac{dq(E)}{dE} &= \Psi(E) - S(E) + E\left[\frac{\Psi(E)}{dE} - \frac{dS(E)}{dE}\right] = \\ \frac{q(E)}{E} + E\left[-\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}\frac{\Psi(E)}{E}\right] &= \frac{q(E)}{E} - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}\Psi(E) = \\ \frac{q(E)}{E} - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}\left[\frac{q(E)}{E} + S(E)\right] &= \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s + \Sigma_a}\frac{q(E)}{E} - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}S(E) \end{aligned}$$

Окончательно

$$\frac{dq}{dE} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}\frac{q(E)}{E} - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a + \Sigma_s}S(E) \quad (10.15)$$

Рассмотрим случай, когда мы пренебрегаем поглощением $\Sigma_a = 0$. Тогда уравнение (10.15) переходит в

$$\frac{dq}{dE} = -S(E)$$

и

$$q(E) = \int_E^{E_Q} S(E')dE' \quad (10.16)$$

Для монохроматического источника нейtronов $S(E) = S\delta(E - E_Q)$. Тогда

$$q(E) = S \quad (10.17)$$

Этот результат очевиден: в непоглощающей среде число нейtronов, замедляющихся ниже любой энергии, меньшей энергии источника нейtronов, должно равняться числу нейtronов, испускаемых источником.

$$\Psi(E) = \frac{q}{E} + S(E) = \frac{S}{E} + S\delta(E - E_Q)$$

Используя определение $\Psi(E) = (\Sigma_a + \Sigma_s)\Phi(E)$, получим

$$\Phi(E) = \frac{S}{\Sigma_s E} + \frac{S}{\Sigma_s}\delta(E - E_Q) \quad (10.18)$$

Мы установили, что при всех энергиях меньших энергии нейtronов источника зависимость потока нейtronов от энергии обратно пропорциональна энергии нейтрона

$$\Phi(E) = \frac{S}{\Sigma_s E} \quad (10.19)$$

Если среда обладает поглощением, то для монохроматического источника для всех энергий $E < E_Q$ уравнение (10.15) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dq(E)}{dE} &= \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}\frac{q(E)}{E} \\ \frac{\ln q(E)}{dE} &= \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s}\frac{1}{E} \end{aligned}$$

Решение уравнения есть

$$q(E) = q(E_Q) \exp \left[- \int_E^{E_Q} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \frac{dE'}{E'} \right] \quad (10.20)$$

Используя уравнение (10.14), получим для потока нейtronов $\Phi(E)$

$$\Phi(E) = \frac{q(E)}{(\Sigma_a + \Sigma_s)E} + \frac{S(E)}{(\Sigma_a + \Sigma_s)} \quad (10.21)$$

Будем считать, что сечения рассеяния и поглощения не зависят от энергии нейтрана E . Тогда

$$q(E) \sim \exp \left[- \left(\frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \right) \int_E^{E_Q} \frac{dE'}{E'} \right] \sim \left[\frac{E}{E_Q} \right]^{\Sigma_a / (\Sigma_a + \Sigma_s)}$$

$$\Phi(E) \sim \frac{q(E)}{E} \sim \left[\frac{E}{E_Q} \right]^{\Sigma_a / (\Sigma_a + \Sigma_s)} / E \sim \frac{1}{E^{\Sigma_s / (\Sigma_a + \Sigma_s)}} > \frac{1}{E}$$

Из последнего равенства следует, что в среде с поглощением поток с энергией медленнее, чем $1/E$.

10.2 Замедление в средах с $A > 1$

Рассмотрим замедление нейtronов в бесконечных средах, содержащих ядра тяжелее водорода. В такой среде в отличие от водородной нейtron в одном столкновении не может потерять всю энергию. Минимальная энергия нейтрана с начальной энергией E_0 , которую он может приобрести после одного взаимодействия, равна αE_0 . Интервал энергий замедлившихся нейtronов $\alpha E_0 < E < E_0$ требует особого рассмотрения, так как в нем содержаться нейтраны, попавшие в него в результате одного соударения.

Мы будем рассматривать замедлившиеся нейтраны с энергией $E < \alpha E_0$. В этот интервал не могут попасть нейтраны, испытавшие одно соударение.

Из уравнения (10.4) и определения функции $\Psi(E)$ уравнение, которому удовлетворяет функция, описывающая рассматриваемый интервал энергий, имеет вид

$$\Psi(E) = \int_E^{E/\alpha} \Psi(E') \frac{dE'}{(1-\alpha)E'} + \delta(E - E_Q) \quad (10.22)$$

Это интегральное уравнение в аналитическом виде решить невозможно. Для его решения прибегают к приближенным методам. Эти методы были разработаны и решение построено Плачеком. Решение во всем диапазоне энергий замедлившихся нейtronов представлено на рис. 10.1. По оси ординат отложена величина $(1-\alpha)\Psi(u)$, здесь u - летаргия (определение u дано уравнением (7.29)). По оси ординат - величина $U = u / \ln(1/\alpha)$. За величину E_0 в определении летаргии взята энергия источника нейtronов. Интервалу энергий нейтрана, испытавших только одно соударение, $\alpha E_0 < E < E_0$ соответствует диапазон изменения u $[0 < u < \ln(1/\alpha)]$, для U

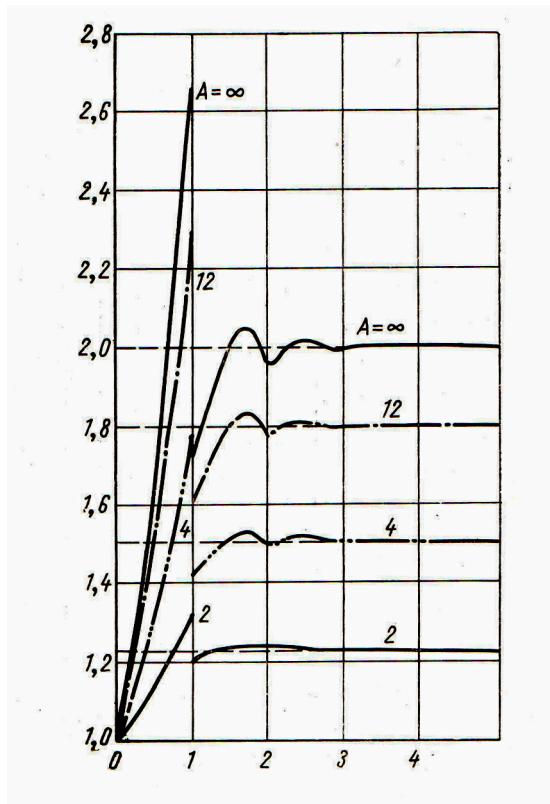


Рис. 10.1. Функция Плачека для различных замедлителей.

$[0 < U < 1]$. В интервал $[1 < U < 2]$ попадают нейтроны, испытавшие более двух соударения и т.д. Функция $(1 - \alpha)\Psi(u)$ имеет затухающие осциляции. В области $E \ll \alpha E_0$ функция $\Psi(E)$ стремится к постоянной:

$$\Psi(E) = \Psi(u) \frac{du}{dE} = \Psi(u) \frac{1}{E} = \frac{\text{const}}{E} = \frac{C}{E}$$

Уравнение (10.5) для непоглощающей среды принимает вид

$$q(E) = \int_E^{E/\alpha} \Psi(E') \frac{E - \alpha E'}{(1 - \alpha)E'} dE' \quad (10.23)$$

Подставив соотношение $\Psi(E) = \frac{C}{E}$ в уравнение 10.23 и вычислив интеграл, получим

$$q(E) = C\bar{\xi} = S$$

Здесь мы использовали полученное для непоглощающей среды соотношение (10.17). Отсюда $C = S/\bar{\xi}$. Вспоминая связь $\Psi(E) = (\Sigma_s + \Sigma_a)\Phi(E)$, получим для случая отсутствия поглощения $\Psi(E) = \Sigma_s\Phi(E)$, отсюда $S/\bar{\xi} = \Sigma_s\Phi(E)$. Для спектра нейронов в асимптотической области $E \ll E_s$ мы получили фермиевский вид

$$\Phi(E) = \frac{s}{\bar{\xi}\Sigma_s} \quad (10.24)$$

11 Диффузионное уравнение с энергетической зависимостью и теория возраста.

В предыдущих разделах мы рассмотрели задачу о диффузии моноэнергетических нейтронов и получили вид $\Phi(r)$ (см. раздел 9) и задачу о замедлении нейтронов, в которой вычислили спектр нейтронов, т.е. $\Phi(E)$ (см. раздел 10).

Теперь рассмотрим задачу о распространении нейтронов в произвольной среде с учетом пространственной и энергетической зависимости. Поток нейтронов будем считать изотропным, т.е. не зависящим от угловых переменных, и стационарным, т.е. не зависящим от времени и задача будет состоять в нахождении функции $\Phi(r, E)$. Тогда уравнение (8.12) примет вид

$$\begin{aligned} -\vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) - \Sigma_t F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \int_{4\pi}^{\infty} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE' + \\ + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = 0 \end{aligned} \quad (11.1)$$

В изотропных средах сечение рассеяния не зависит от направления движения нейтронов, поэтому

$$\int_{4\pi}^{\infty} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE' = \int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E') dE'$$

Тогда (11.1) примет вид

$$\begin{aligned} -\vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) - \Sigma_t F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E') dE' + \\ + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = 0 \end{aligned} \quad (11.2)$$

Мы рассматриваем приближение, в котором поток $F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ не зависит от $\vec{\Omega}$. В этом случае мы должны проинтегрировать уравнение баланса (11.2) по полному телесному углу. Предварительно заметим, что

$$\vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \Omega_x \frac{\partial F}{\partial x} + \Omega_y \frac{\partial F}{\partial y} + \Omega_z \frac{\partial F}{\partial z} = \operatorname{div}[\vec{\Omega} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)] \quad (11.3)$$

Теперь, учитывая определение тока нейтронов (8.8), получим

$$\int_{4\pi} \vec{\Omega} \operatorname{grad} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega = \operatorname{div} \int_{4\pi} \vec{\Omega} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega = \operatorname{div} \vec{J}(\vec{r}, E) \quad (11.4)$$

Аналогично учитывая определение потока нейтронов (8.5), получим

$$\Sigma_t \int_{4\pi} \vec{\Omega} F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega = \Sigma_t \Phi(\vec{r}, E) \quad (11.5)$$

Окончательно, уравнение баланса (11.1) примет вид

$$-\operatorname{div} \vec{J}(\vec{r}, E) - \Sigma_t \Phi(\vec{r}, E) + \int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE' + S(\vec{r}, E) = 0 \quad (11.6)$$

11.1 Преобразование уравнения баланса к переменной летаргии.

В уравнение баланса входит величина $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$, имеющая смысл сечения рассеяния нейтрона с энергией E' , при котором рассеянный нейтрон имеет энергию E . Введем функцию $g(E' \rightarrow E)$ - вероятность рассеяния нейтрона с энергией E' , при котором рассеянный нейтрон имеет энергию E . Тогда справедливо соотношение

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E) = \Sigma_s(E')g(E' \rightarrow E)$$

Как было показано (см. уравнение (7.25))

$$g(E' \rightarrow E) = \frac{1}{(1-\alpha)E'}$$

Вероятность того, что нейтрон с начальной энергией $E' > E$ в результате взаимодействия с ядром среды будет иметь энергию E дается соотношением

$$G(E', E) = \int_{\alpha E'}^E g(E' \rightarrow E'') dE'' = \int_{\alpha E'}^E \frac{dE''}{(1-\alpha)E'} = \frac{(E - \alpha E')}{(1-\alpha)E'} \quad (11.7)$$

Если рассматривается распространение нейтронов в среде из достаточно тяжелых атомов, где нейтрон в акте рассеяния теряет малую часть своей энергии и можно считать процесс изменения энергии нейтрона непрерывным, то удобнее заменить переменную E на летаргию $u = \ln \frac{E_0}{E}$, соответственно $E = E_0 e^{-u}$. Тогда

$$g(u', u) = \frac{e^{u'}}{(1-\alpha)E_0}; \quad G(u', u) = \frac{e^{(u'-u)} - \alpha}{1 - \alpha} \quad (11.8)$$

Рассмотрим член $\int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE'$ в уравнении (11.7) и преобразуем его следующим образом

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE' = \\ & \int_0^\infty \Sigma_s(E') g(E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE' = \\ & \int_0^\infty \Sigma_s(E') \frac{e^{u'}}{(1-\alpha)E_0} \Phi(\vec{r}, E') \frac{dE'}{du} du = \\ & \int_0^\infty \Sigma_s(u') \frac{e^{u'}}{(1-\alpha)E_0} \Phi(\vec{r}, u') E_0 e^{-u} du = \\ & \int_{u - \ln \frac{1}{\alpha}}^u \Sigma_s(u') \frac{e^{u'-u}}{(1-\alpha)} \Phi(\vec{r}, u') du \end{aligned}$$

В последнем равенстве разложим в ряд произведение $\Sigma_s(u') \Phi(\vec{r}, u')$

$$\Sigma_s(u') \Phi(\vec{r}, u') = \Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u) - (u' - u) \frac{\partial}{\partial u} [\Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u)] + \dots \quad (11.9)$$

Теперь

$$\int_{u-\ln\frac{1}{\alpha}}^u \Sigma_s(u') \frac{e^{u'-u}}{(1-\alpha)} \Phi(\vec{r}, u') du' =$$

$$\Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u) \int_{u-\ln\frac{1}{\alpha}}^u \frac{e^{u'-u}}{(1-\alpha)} du' - \int_{u-\ln\frac{1}{\alpha}}^u (u' - u) \frac{e^{u'-u}}{1-\alpha} \frac{\partial}{\partial u} [\Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u)] du' + \dots$$

Интеграл в первом слагаемом в последней строке равен 1.

$$\int_{u-\ln\frac{1}{\alpha}}^u \frac{e^{u'-u}}{1-\alpha} du' = 1$$

Вычислим интеграл во втором слагаемом

$$\int_{u-\ln\frac{1}{\alpha}}^u (u' - u) \frac{e^{u'-u}}{1-\alpha} du' = -\frac{1-\alpha(1+\ln\alpha)}{1-\alpha} = \bar{\xi}$$

Здесь $\bar{\xi}$ по определению есть среднее значение летаргии (см. определение (7.37))

С учетом сделанных приближений уравнение баланса (11.6) принимает вид

$$-\operatorname{div} \vec{J}(\vec{r}, u) - \Sigma_t \Phi(\vec{r}, E) + \Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u) - \bar{\xi} \frac{\partial}{\partial u} [\Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u)] + s(\vec{r}, u) = 0 \quad (11.10)$$

Учтем, что $\Sigma_t - \Sigma_s = \Sigma_a$, тогда

$$-\operatorname{div} \vec{J}(\vec{r}, u) - \Sigma_a \Phi(\vec{r}, u) - \bar{\xi} \frac{\partial}{\partial u} [\Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u)] + s(\vec{r}, u) = 0 \quad (11.11)$$

Предположим, что справедлив закон Фика $\vec{J}(\vec{r}, u) = -D(u) \operatorname{grad} \Phi(\vec{r}, u)$, тогда уравнение баланса (11.11) принимает вид

$$D(u) \nabla^2 \Phi(\vec{r}, u) - \Sigma_a \Phi(\vec{r}, u) - \bar{\xi} \frac{\partial}{\partial u} [\Sigma_s(u) \Phi(\vec{r}, u)] + s(\vec{r}, u) = 0 \quad (11.12)$$

Полученное уравнение является исходным для возрастного - диффузационного приближения, впервые полученного Ферми. Для решения этого уравнения сделаем следующие приближения: положим $\Sigma_a = 0$ и введем обозначение $q(u) = \bar{\xi} [\Sigma_s(\vec{r}, u) \Phi(\vec{r}, u)]$. Теперь имеем

$$D(u) \nabla^2 \Phi(\vec{r}, u) - \frac{\partial}{\partial u} q(\vec{r}, u) + s(\vec{r}, u) = 0 \quad (11.13)$$

Рассмотрим решение для источника, расположенного в точке $r = 0$, тогда $s(\vec{r}, u) = s(u) \delta(r)$. Будем искать решение при $r \neq 0$. Для этого в уравнении положим $s(\vec{r}, u) = 0$, тогда уравнение (11.13) перейдет в

$$\frac{D(u)}{\bar{\xi} \Sigma_s(u)} \nabla^2 [\Phi(\vec{r}, u) \bar{\xi} \Sigma_s(u)] = \frac{\partial}{\partial u} q(\vec{r}, u) \quad (11.14)$$

и

$$\frac{\partial}{\partial u} q(\vec{r}, u) = \frac{D(u)}{\bar{\xi} \Sigma_s(u)} \nabla^2 q(\vec{r}, u) \quad (11.15)$$

В теории возраста вместо энергии вводится новая переменная, названная возрастом нейтронов и определяемая равенством

$$\tau = \int_0^u \frac{D(u')}{\xi \Sigma_s(u')} du' \quad (11.16)$$

Перейдем от летаргии к возрасту

$$\frac{\partial q(u)}{\partial u} = \frac{\partial q}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial u} = \frac{D}{\xi \Sigma_s} \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (11.17)$$

Уравнение (11.17) переходит в

$$\nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (11.18)$$

Полученное уравнение по форме совпадает с известным уравнением теплопроводности, в котором независимой переменной является время, а функцией - температура. Решение уравнения (11.18) для одномерной геометрии (плоского источника, испускающего Q нейтронов с нулевой летаргией с 1 см^2 за 1 сек) имеет вид

$$q(x, \tau) = \frac{Q}{\sqrt{4\pi\tau}} e^{-\frac{x^2}{4\tau}} \quad (11.19)$$

Это решение показано на рис. 11.19. Видно, что $q(x, \tau) \sim \Phi(x, \tau)$, как следует из уравнения (11.19) имеет гауссову форму и расплывается с ростом возраста τ . Можно показать, что переменная возраст нейтрона связана с временем замедления нейтронов.

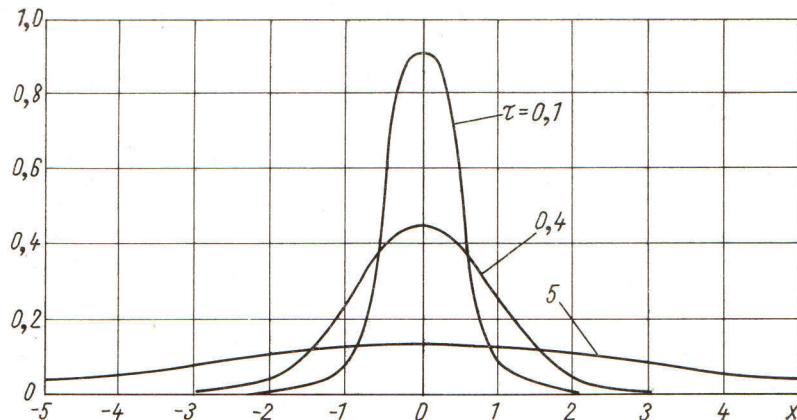


Рис. 11.1. По оси ординат отложены значения функции $q(x, \tau)$ в произвольных единицах. Величина $\sqrt{\tau}$ измеряется в тех же единицах, что и x .

Средний квадрат смещения нейтрона в процессе замедления по направлению x связан со средним квадратом смещения нейтрона в трехмерном пространстве соотно-

шением $\overline{x_E^2} = \frac{\overline{r_E^2}}{3}$. Вычислим $\overline{x_E^2}$.

$$\overline{x_E^2} = \frac{\overline{r_E^2}}{3} = \frac{\int_0^\infty x^2 \frac{Q}{\sqrt{4\pi\tau}} e^{\frac{-x^2}{4\tau}} dx}{\int_0^\infty \frac{Q}{\sqrt{4\pi\tau}} e^{\frac{-x^2}{4\tau}} dx} = 2\tau(E) \quad (11.20)$$

Отсюда получаем связь между средним квадратом длины замедления и возрастом нейтрона, размерность которого квадрат длины.

$$\overline{r_E^2} = 6\tau(E)$$

Найдем связь между переменной возраста τ и временем t . Число столкновений, испытываемых одним нейтроном за время dt равно $dN = vdt/\lambda$, где v - скорость нейтрона, λ - длина свободного пробега. В результате этого числа столкновений энергия нейтрона уменьшится на величину dE . Из связи между числом соударений и летаргией (7.30) получаем $dN = du/\xi$. Приравнивая два выражения для dN друг другу, получаем $vdt/\lambda = du/\xi$ или $du = (\xi v/\lambda)dt$.

Дифференцируя соотношение (11.16), получаем $d\tau = \frac{D}{\xi\Sigma_s}du = \frac{D}{\xi\Sigma_s}(\xi v/\lambda)dt = \frac{Dv}{\Sigma_s\lambda}dt = Dvdt$. Мы учли связь $\lambda = 1/\Sigma_s$. Итак

$$d\tau = Dvdt \quad \text{или} \quad \Delta\tau \sim \Delta t$$

Теория возраста нейтронов находит применение в решении разнообразных задач замедления нейтронов в средах с границами и с источниками различных геометрий (см., например, монографии [15],[16],[17]).

11.2 Учет временной зависимости для процессов распространения нейтронов.

Этот класс задач включает рассмотрение процессов замедления и диффузии нейтронов в случае существования нестационарных источников нейтронов. Можно рассматривать по отдельности задачу о замедлении нейтронов, пренебрегая их диффузией, или задачу о диффузии моноэнергетических нейтронов, т.е. пренебрегая возможностью их замедления.

Мы рассмотрим задачу о пространственно - временном распределении моноэнергетических нейтронов, что означает отсутствие рассеяния нейтронов, при котором энергия нейтрона уменьшается. Исходным уравнением баланса будет уравнение (11.6). Для нашего приближения в нем нужно положить сечение рассеяния с изменением энергии нейтрона равным нулю $\Sigma_s(E' \rightarrow E) = 0$, но сечение $\Sigma_s(E \rightarrow E) \neq 0$ и ввести изменение потока от времени. Тогда уравнение примет вид

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\text{div} \vec{J}(\vec{r}, t) - \Sigma_a \Phi(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, t) \quad (11.21)$$

Используя закон Фика $\vec{J} = -D\nabla\Phi$, преобразуем это уравнение к виду

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\nabla^2\Phi(\vec{r}, t) - \Sigma_a\Phi(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, t)\delta(t) \quad (11.22)$$

Ограничимся случаем импульсного источника нейтронов $S(\vec{r}, t) = S(\vec{r})\delta(t)$. Сделаем подстановку

$$\Phi(\vec{r}, t) = \Phi_0(\vec{r}, t) \exp(-v\Sigma_a t)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \left[\frac{\partial\Phi_0(\vec{r}, t)}{\partial t} \exp(-v\Sigma_a t) - v\Sigma_a\Phi_0(\vec{r}, t) \exp(-v\Sigma_a t) \right] = \\ [D\nabla^2\Phi_0(\vec{r}, t)] \exp(-v\Sigma_a t) - \Sigma_a\Phi_0(\vec{r}, t) \exp(-v\Sigma_a t) + S(\vec{r})\delta(t) \end{aligned}$$

сокращая экспоненту, получим ¹

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\Phi_0(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\nabla^2\Phi_0(\vec{r}, t) + S(\vec{r})\delta(t) \quad (11.23)$$

Введем подстановки $\tau = Dvt$ и $q = \Phi_0/v$. Тогда получим

$$D \frac{\partial\Phi_0(\vec{r}, \tau)/v}{\partial\tau} v = D\nabla^2[\Phi_0(\vec{r}, t)/v]v + S(\vec{r})\delta(t) \quad (11.24)$$

$$D \frac{\partial q(\vec{r}, \tau)}{\partial\tau} = D\nabla^2[q(\vec{r}, t)]v + S(\vec{r})\delta(t) \quad (11.25)$$

Рассмотрим случай точечного источника, для которого $S(r) = S\delta(r)\delta(t)$. Если $r > 0$, то уравнение (11.25) принимает вид

$$\frac{\partial q(\vec{r}, \tau)}{\partial\tau} = \nabla^2[q(\vec{r}, t)] \quad (11.26)$$

Мы получили известное в математической физике уравнение теплопроводности. Это уравнение в частных производных и получение решения представляет сложную задачу. Мы ограничимся тем, что приведем его решение для случая точечного источника, расположенного в точке $r = 0$ и испустившего в момент времени $t = 0$ S нейтронов.

$$\Phi(r, t) = \frac{Sv}{(4\pi Dvt)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4Dvt}} e^{-v\Sigma_a t} \quad (11.27)$$

Приближенность метода видна из того, что решение не равно нулю в моменты времени t для расстояний $r > vt$. Но это невозможно, так как нейтроны не успеют долететь до таких расстояний за это время.

¹Учтем, что $\delta(t)\exp(v\Sigma_a t) = \delta(t)$, т.к. при $t = 0$ $\exp(v\Sigma_a t) = 1$

12 Характеристики процесса деления ядра. Цепная реакция.

При делении тяжелых ядер выделяется энергия. Для примера рассчитаем выделение энергии в реакции деления изотопа ^{235}U при захвате им теплового нейтрона. Эта реакция имеет вид $n + ^{235}U \rightarrow ^{236}_{92}U \rightarrow ^{94}_{40}Zr + ^{142}_{52}Te$. Соответствующие энергии связи ядер, вычисленные по формуле Вайцзекера-Ферми равны (в Мэв):

$$m(^{236}U) = 1791.3; \quad m(^{94}_{40}Zr) = 814.9; \quad m(^{142}_{52}Te) = 1150.9$$

Отсюда выделяющаяся энергия равна 174.5 Мэв.

При делении тяжелого ядра существует распределение возможных осколков по их массам. В некоторых случаях при делении могут излучаться несколько нейтронов, гамма-квантов. Ядра - осколки как правило нестабильны относительно β - распада. Они могут образоваться в возбужденных состояниях, которые затем испускают нейтроны, называемые мгновенными нейтронами деления; могут испускаться и мгновенные гамма - кванты. Термин мгновенные в данном случае означает что соответствующие частицы испускаются осколками за время, протекшее после процесса деления, не превышающие 10^{-14} сек. Такие же частицы могут испускаться и после β - распада осколков, но момент появления таких частиц отстоит от момента деления на гораздо большую величину.

Усредненная по всем способам деления ядра ^{235}U выделяющаяся энергия составляет 205 Мэв. Распределение этой энергии, усредненное по возможным продуктам, возникающих как в реакции деления, так и в процессах распада осколков приводится ниже.

Канал выделения энергии	Энергия в Мэв
Кинетическая энергия осколков деления	167
Кинетическая энергия нейтронов деления	5
Энергия мгновенного γ -излучения	6
Энергия β -частиц при распаде продуктов деления	8
Энергия γ -распада продуктов деления	7
Энергия антинейтрино	12

В веществе нейtron живет конечное время и исчезает в результате захвата ядрами. Если ядра среды способны делиться, после захвата нейтрона, то произойдет процесс деления. Деление ядра может сопровождаться возникновением вторичных нейтронов. Вновь рожденные нейтроны могут так же вызвать деления ядер. Этот процесс может развиваться далее и число нейтронов будет возрастать. Такой процесс получил название цепной реакции. Развитие цепной реакции возможно, если каждый нейтрон, существующий в реакторе, порождает в среднем $k > 1$ вторичных нейтронов. Это не означает, что каждый нейтрон вступает в реакцию деления. Это означает, что число вторичных нейтронов, рожденных в каждом новом поколении нейтронов, превышает число нейтронов в предыдущем поколении.

Если среднее время жизни нейтрона в реакторе равно T , то скорость исчезновения нейтронов данного поколения, в котором насчитывалось N нейтронов, составит N/T , при этом за время dt исчезнет $(N/T) \cdot dt$ и родится $(kN/T) \cdot dt$ вторичных нейтронов.

Таблица 12.1. Значения параметров для тепловых нейтронов.

Изотоп	ν	η	σ_a	σ_f	α
^{233}U	2.29	2.10	579	531	0.090
^{235}U	2.42	2.07	681	582	0.180
^{239}Pu	2.87	2.11	1011	742	0.362
^{241}Pu	2.93	2.15	1377	1009	0.365

Таблица 12.2. Значения параметров для быстрых нейтронов.

Изотоп	ν	η	σ_c	σ_f
^{233}U	2.63	2.58	0.04	1.93
^{235}U	2.63	2.51	0.06	1.28
^{238}U	2.67	2.38	0.06	0.49
^{241}Pu	3.12	3.06	0.04	1.95

Уравнение для изменения числа нейтронов за время dt примет вид

$$dN = -\frac{N}{T}dt + k \frac{N}{T}dt$$

или

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k-1}{T}N$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$N(t) = N_0 e^{t/\tau_0}, \quad (12.1)$$

где

$$\tau_0 = \frac{T}{k-1} \quad (12.2)$$

В процессе развития цепной реакции в среде из ядер, делящихся при взаимодействии с нейтронами, будет выделяться энергия. Мощность процесса будет расти экспоненциально со временем. В технике используется два режима развития цепной реакции. Режим управляемой цепной реакции применяется в энергетических ядерных и исследовательских реакторах. В этом режиме реактор работает с постоянной мощностью. В режиме неуправляемой цепной реакции мощность растет непрерывно и реакция заканчивается, когда выделившаяся энергия разрушает устройство. Этот режим используется в ядерной бомбе.

Условие возможности развития цепной реакции зависит от многих факторов. Основными являются следующие: ν - среднее число быстрых нейтронов, возникающих в акте деления соответствующего изотопа при захвате им нейтрона; σ_a , σ_f - сечение поглощения нейтронов и сечение деления для этого изотопа в барнах; η - число нейтронов, рожденных при поглощении одного нейтрона в топливе. Этот параметр учитывает то, что не каждый нейtron, захваченный ядром, приведет к делению:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} = \frac{\nu}{1 + \alpha}, \quad (12.3)$$

где σ_c - сечение радиационного захвата, $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$.

Значения этих параметров для тепловых и быстрых нейтронов в таблицах 12.1 и 12.2 приведены для вещества, состоящего из одного изотопа, но с их помощью можно рассчитать эти же величины для смеси изотопов. В таблице 12.3 приводятся сечения

Таблица 12.3. Сечения поглощения и деления для некоторых тяжелых изотопов, участвующих в ядерном цикле с тепловыми нейтронами: p - содержание в естественной смеси (%); сечение в барнах.

Изотоп	Z	p	σ_a	σ_f	Изотоп	Z	p	σ_a	σ_f
^{232}Th	90	100	7.4	-	^{238}U	92	99.3	2.7	-
^{233}Th	90	-	1515	15	^{239}U	92	-	36	14
^{234}Th	90	-	1.8	-	^{239}Np	93	-	45	<1
^{233}Pa	91	-	41	<1	^{239}Pu	94	-	1001	742.5
^{233}U	92	-	579	531	^{240}Pu	94	-	289.5	0.030
^{234}U	92	0.0057	100.2	-	^{241}Pu	94	-	1377	1009
^{235}U	92	0.72	680.8	582.2	^{242}Pu	94	-	18.5	<0.2
^{236}U	92	-	5.2	-					

поглощения и деления для некоторых тяжелых изотопов, участвующих в ядерном цикле с тепловыми нейтронами.

Для примера рассчитаем значение η для урана естественного состава, содержащего 99.3% ^{238}U и 0.7% ^{235}U .

$$\eta = \nu \frac{0.7\sigma_f^{235}}{99.3\sigma_a^{238} + 0.7\sigma_a^{235}} = 2.42 \cdot \frac{0.7 \cdot 582}{99.3 \cdot 2.7 + 0.7 \cdot 681} = 1.32$$

Полученное значение означает поскольку величина $\eta > 1$, что в уране естественного состава возможна цепная реакция, но только если быстрые нейтроны деления будут замедлены до тепловой энергии. При этом произведение вероятности того, что нейtron не будет захвачен замедлителем, на вероятность того, что нейtron избежит радиационного захвата должно быть больше $1/1.32 = 0.76$. Это означает, что в принципе возможно создание реактора, работающего на естественном уране, с замедлителем нейтронов.

В металлическом блоке из естественного урана эти условия не выполняются, поэтому при любой массе урана цепная реакция не разовьется.

Но может быть цепная реакция в уране может развиться на быстрых нейтронах деления. В энергетическом спектре нейтронов деления ^{238}U 60% нейтронов имеют энергию большую 1.4 МэВ - пороговой энергии для деления изотопа ^{238}U , основного изотопа в естественной смеси. Для расчета из таблиц 12.2 выбираем необходимые значения параметров: p - содержание соответствующего изотопа в природном уране:

$$\begin{aligned} \eta^{235} &= \nu^{235} \frac{p^{235}\sigma_f^{235}}{p^{235}(\sigma_f^{235} + \sigma_a^{235}) + p^{238}(\sigma_f^{238} + \sigma_a^{238})} = \\ &2.63 \frac{0.007 \cdot 1.28}{0.007(1.28 + 0.06) + 0.993(0.49 + 0.06)} = 0.042 \\ \eta^{238} &= \nu^{238} \frac{p^{238}\sigma_f^{238}}{p^{238}(\sigma_f^{238} + \sigma_a^{238}) + p^{235}(\sigma_f^{235} + \sigma_a^{235})} = \\ &2.67 \frac{0.993 \cdot 0.49}{0.993(0.49 + 0.06) + 0.007(1.28 + 0.06)} = 2.34 \end{aligned}$$

Теперь поправим значение η^{238} . Учтем, что только 60% нейтронов имеют энергию, выше порога деления ^{238}U , и способны вызвать деление. Затем только один нейтрон из пяти успевает вызвать деление, т.к. четыре остальных в процессе диффузии теряют энергию и их энергия становится ниже пороговой. Окончательное значение $\eta^{238} = 2.34 \cdot 0.6 \cdot 0.2 = 0.23$, а суммарное значение для естественной смеси изотопов урана $\eta^U = 0.042 + 0.23 \sim 0.3$. Так как $\eta^U = 0.3 < 1$, то и на быстрых нейтронах цепная реакция в естественном уране развиться не может.

Однако в природе существовал природный ядерный реактор, работавший на естественном уране. Его устройство представляло породы, содержащие уран, и расположенные в месте, где существовал источник воды. При наполнении породы водой, быстрые нейтроны деления тормозились в воде до тепловых энергий, и эффективно захватывались изотопом ^{235}U , развивалась цепная реакция. Выделяющаяся энергия нагревала воду до кипения, вода испарялась из активной зоны и реакция прекращалась. После остывания породы и поступления новой порции воды реакция возобновлялась. Это реактор располагался в Африке (на территории современного государства Габон). Его мощность составляла $\sim 25 - 100$ киловатт. Реактор существовал 2 миллиарда лет тому назад и проработал 150 миллионов лет. Его существование было доказано в наше время по анализу изотопного состава пород в месте его расположения. Оно было отлично от состава таких же элементов в других местах и эти изменения естественно объяснялись при предположении, что это следствие существования ядерного реактора.

13 Физические процессы, происходящие в ядерном реакторе.

13.1 Общие характеристики процессов.

Большинство ядерных реакторов, построенных для получения электрической энергии и исследовательских целей, являются реакторами, использующими деление урана нейtronами с энергией в области сотых долей эВ. Нейтроны с такой энергией называют тепловыми. Эти нейтроны находятся в тепловом равновесии с атомами среды и их энергия для комнатной температуры равна 0.0252 эВ. Скорость этих нейтронов составляет 2200 м/сек.

Почему следует использовать тепловые нейтроны? Очевидно, что мощность реактора пропорциональна числу делений ядер урана в секунду. Для повышения мощности следует увеличивать число делений. Эта величина зависит от многих параметров, но наиболее важным является вероятность деления ядра урана при взаимодействии его с нейтронами. Если рассмотреть зависимость сечения деления изотопа ^{235}U от энергии нейтронов (см. рис. 13.1), то видно, что это сечение растет с убыванием энергии: так для нейтронов с энергией $E_h \sim 10^{-2}$ эВ оно в 10 раз больше, чем при энергии 1 эВ.

Источником нейтронов в реакторе является процесс деления ядер урана. В каждом акте деления ядра ^{235}U после захвата нейтрона возникает в среднем 2.4 нейтрона. Распределение по энергии этих нейтронов имеет максвелловский вид с максимумом на энергии ~ 1 МэВ. Из рис. 13.1 видно, что сечение деления для нейтронов такой энергии в 1000 раз меньше, чем для энергии E_h . Отсюда следует, что для повыше-

ния эффективности работы реактора необходимо замедлить нейтроны деления до тепловых энергий. Это замедление можно осуществить, используя процессы упругого и неупругого рассеяния нейtronов на ядрах, входящих в состав активной зоны реактора.

Однако реализовать этот процесс не так то просто. Начнем с того, что деление урана тепловыми нейtronами испытывает только изотоп ^{235}U , содержание которого в естественной смеси изотопов составляет всего 0.7%. Можно повысить содержание этого изотопа в смеси, но процессы обогащения содержания ^{235}U стоят дорого. Поэтому в топливе реактора основным является изотоп ^{238}U , который может делиться нейtronами с энергией выше 1.4 МэВ, но сечение этого процесса мало, однако сечение захвата нейtronов в области энергии нейtronов $\sim 8 - 200$ эВ велико (см. рис. 13.2).

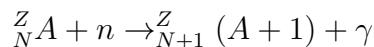
При прохождении нейtronами любой среды они взаимодействуют с атомными ядрами, входящими в состав этой среды. Перечислим типы возможных взаимодействий нейtronов с ядрами, реализуемых при энергиях нейtronов меньших 10 МэВ:

- упругое рассеяние
- неупругое рассеяние
- захват нейтрана без последующего деления образовавшегося ядра
- захват нейтрана с последующим делением образовавшегося ядра

Первые три типа реализуются для всех ядер, но с разными сечениями, а последний тип - только на некоторых ядрах, способных делиться после поглощения нейтрана.

Потери энергии нейtronами в процессе упругого рассеяния на ядрах происходят при передаче энергии ядру отдачи. Относительные потери энергии нейtronом тем больше, чем меньше масса ядра мишени (см. соотношение (7.26)). Масса ядер урана практически максимальна среди стабильных ядер периодической системы. Поэтому уран в качестве замедлителя неэффективен - нужно очень много актов рассеяния для того, чтобы энергия нейтрана стала тепловой.

Но главной опасностью при замедлении нейtronов на ядрах урана является процесс захвата нейtronов этими ядрами, не сопровождающийся делением. Этот процесс приводит к выбыванию нейtronов из потока: ядро с массой A , числом нейtronов N , зарядом Z захватывает нейtron, превращаясь в изотоп того же элемента с массой $(A + 1)$ в возбужденном состоянии, а затем оно испускает гамма-кванты.



Процесс захвата нейtronов имеет резонансный характер, т.е. он имеет повышенное сечение при энергиях нейtronов, соответствующих образованию ядер ${}_{N+1}^Z(A + 1)$ в дискретных состояниях возбуждения. На рис. 13.1 и 13.2 показано полное сечение взаимодействия нейtronов с ядрами изотопов ^{235}U , ^{238}U . В резонансах, расположенных в области энергий нейtronов 8-200 эВ для изотопа ^{238}U , это сечение практически полностью состоит из сечения радиационного захвата. Для изотопа ^{235}U на рис. 13.3 показана область резонансов.

Нужно так осуществить процесс замедления нейtronов, что бы нейtron не попадал в резонансную область сечений изотопа ^{238}U при использовании урана в качестве

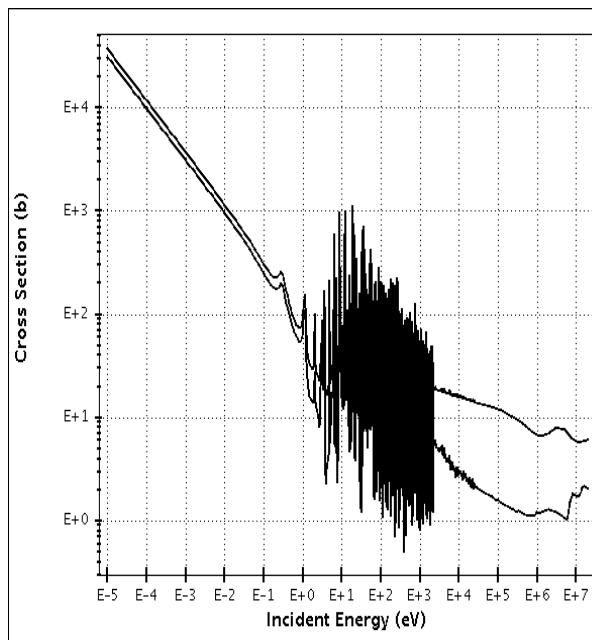


Рис. 13.1. Сечение взаимодействия нейтронов с ядром ^{235}U : верхняя кривая - полное сечение, нижняя - сечение деления.

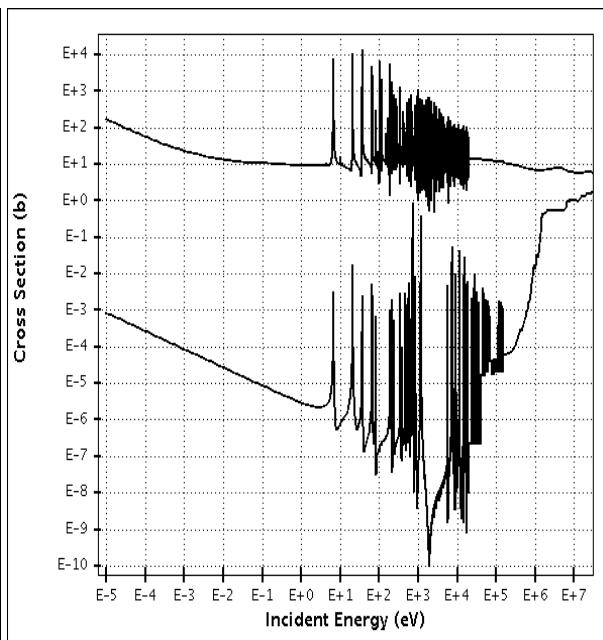


Рис. 13.2. Сечение взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U : верхняя кривая - полное сечение, нижняя - сечение деления.

ядерного топлива. Сделать это возможно, если нейtron будет терять в акте взаимодействия достаточно много энергии, так что он сможет проскочить эту область энергий.

Чем больше средняя потеря энергии нейтроном в процессе однократного рассеяния тем большими порциями нейtron будет терять энергию. Эта величина для данного вещества определяется параметром ξ - среднелогарифмической потерей энергии на столкновение. Однако эффективность замедлителя зависит не только от значения ξ , но и от вероятности взаимодействия нейтрона при прохождении единицы длины. Эта вероятность $w(E)$ связана с длиной пути dx , сечением рассеяния σ_s , удельным весом вещества замедлителя ρ , его атомным весом A и числом Авогадро N_A следующим соотношением:

$$w(E)dx = \frac{\sigma_s(E)\rho N_A}{A}dx = \Sigma_s(E)dx$$

Эффективность замедлителя оценивают произведением $\xi\Sigma_s$, называемым замедляющей способностью вещества. Однако, эта характеристика не может полностью охарактеризовать свойства замедлителя, так как необходимо учитывать его способность поглощать нейтроны. Полная характеристика качества замедлителя определяется коэффициентом замедления, определяемого как $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$, где Σ_a - макроскопическое сечение поглощения для замедлителя. Следует использовать замедлитель слабо поглощающий нейтроны, поэтому у таких веществ коэффициент замедления велик.

В двух таблицах 13.1, 13.2 приведены значения среднелогарифмической потери энергии, замедляющей способности и коэффициента замедления для некоторых сред. Таблицы позаимствованы из монографии [13]. Заметим, что для их составления было

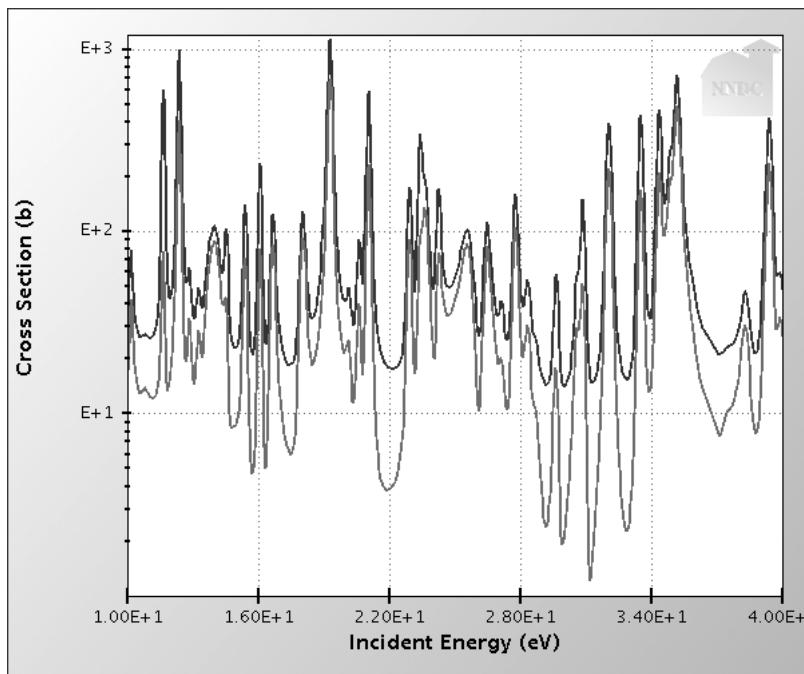


Рис. 13.3. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром ^{235}U и сечение деления ^{235}U нейтронами в диапазоне энергий нейтрона 10 – 40 эВ (чёрная и серая линии соответственно).

необходимо использовать макроскопические сечения рассеяния и поглощения, которые меняются с энергией. Приведенные значения являются приближенными, так как при их расчете предполагалось, что сечение взаимодействия нейтронов с атомами среды не зависит от энергии нейтрона.

Процесс прохождения нейтрона в среде носит характер случайного блуждания, так как в процессе взаимодействия нейтрона с ядром замедлителя угол рассеяния, а, следовательно, и потеря энергии, меняется случайным образом. Поэтому распределение нейтронов в пространстве описывается процессами типа диффузии. Процесс диффузии тепловых нейтронов в среде был рассмотрен в разделе 9.

Процесс замедления нейтронов можно охарактеризовать расстоянием r от точки возникновения нейтрона с энергией E_0 до той точки, где его энергия в результате взаимодействия с атомами среды достигнет заданного значения E . Соответствующая величина $L_s = \sqrt{r^2}$ называется длиной замедления. Эта характеристика среды зависит от начальной и конечной энергий нейтрона.

При проектировании ядерного реактора существенным моментом является расчет плотности потока нейтронов $\varphi(x, y, z)$.

В разделе 9 показано, что квадрат длины диффузии L^2 равен $1/6$ среднего квадрата расстояния от точки рождения нейтрона до точки, в которой он будет захвачен. Полный путь нейтрона между этими точками существенно больше, так как этот путь состоит из прямолинейных отрезков, хаотически ориентированных по отношению к друг другу. Каждый отрезок это путь нейтрона между двумя взаимодействиями.

Качество замедлителя тем лучше, чем быстрее нейтрон замедляется до тепловых энергий, т.е. среда обладает малую длину замедления L_s , и чем больше длина диффузии L , что соответствует большим расстояниям, которое проходит нейтрон до

Таблица 13.1. Значения среднелогарифмической потери энергии

элемент	массовое число	ξ
Водород	1	1.00
Дейтерий	2	0.725
Бериллий	9	0.207
Углерод	12	0.158
Уран	238	0.0084

Таблица 13.2. Замедляющая способность и коэффициент замедления

Замедлитель	Замедляющая способность см^{-1}	Коэффициент замедления
H_2O	1.40	70
D_2O	0.175	6000
Бериллий	0.16	140
Графит	0.060	220

Таблица 13.3. Диффузионные параметры для некоторых замедлителей

Замедлитель	Коэффициент диффузии $D, \text{см}$	Длина диффузии $L, \text{см}$	Площадь диффузии $L^2, \text{см}^2$	Длина замедления $L_s, \text{см}$
H_2O	0.160	2.8	7.85	5.6
D_2O	0.84	147	21600	15
Бериллий	0.50	21	441	9.3
Графит	0.85	54	2916	17.7

поглощения. В таблице 13.3 приводятся диффузионные параметры тепловых нейтронов для некоторых сред: коэффициент диффузии, площадь диффузии и диффузионная длина. Эти значения взяты из монографии [13]. Там же приводится и длина замедления L_s для нейтрана с начальной энергией $E_0 = 1 \text{ МэВ}$ и конечной $E_f = 1 \text{ эВ}$, взятое из книги [20].

Нейtron быстрее теряет энергию, если в качестве замедлителя выбрать ядра с малым атомным весом. Но при этом следует выбирать эти ядра среди тех, которые имеют малое сечение радиационного захвата нейтронов. Максимальная потеря энергии нейтроном в одном акте рассеяния происходит при рассеянии на ядре водорода. У обычной воды длина замедления L_s мала, это хорошо, но длина диффузии очень мала, это означает что у этой среды сильное поглощение - это плохо. Это происходит потому, что сечение захвата тепловых нейтронов протонами составляет 0.33 барн . Для тяжелой воды длина замедления втрое больше, чем у легкой воды, но длина диффузии приблизительно в 50 раз больше, что свидетельствует о том, что эта среда имеет существенно меньшее поглощение - это сечение составляет $6 \cdot 10^{-4} \text{ барн}$, поэтому тяжелая вода является более эффективным замедлителем, чем легкая.

В качестве замедлителя используется как легкая, так и тяжелая вода. Оба вещества содержат кислород. Изотоп кислорода ^{16}O имеет четыре резонанса в области энергий нейтронов $0.5\text{--}1.7 \text{ МэВ}$ (см. рис. 13.5), что конечно снижает качество воды как замедлителя. Наиболее часто используется в качестве замедлителя углерод, у которого резонансы расположены в области энергий выше $\sim 3 \text{ МэВ}$ (см.рис.13.4) и поэтому они практически не ухудшают его качества как замедлителя. Сечение захвата тепловых нейтронов ядрами ^{12}C мало, оно составляет $4 \cdot 10^{-3} \text{ барн}$.

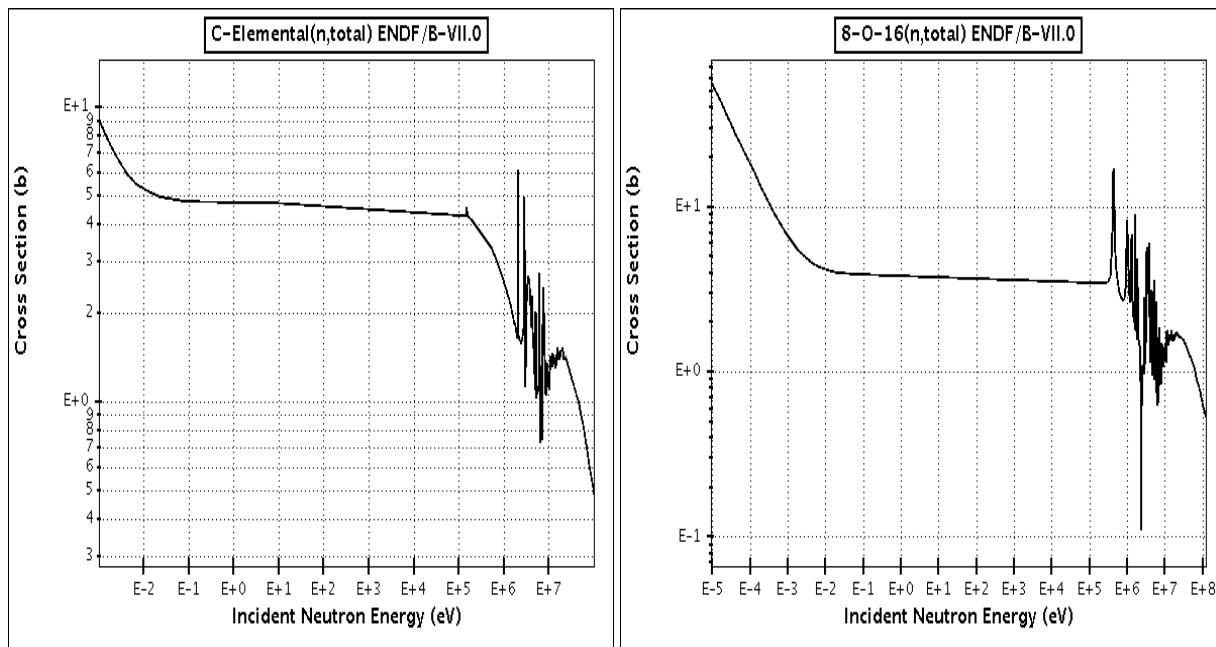


Рис. 13.4. Полное сечение взаимодействия нейtronов с ядром ^{12}C .

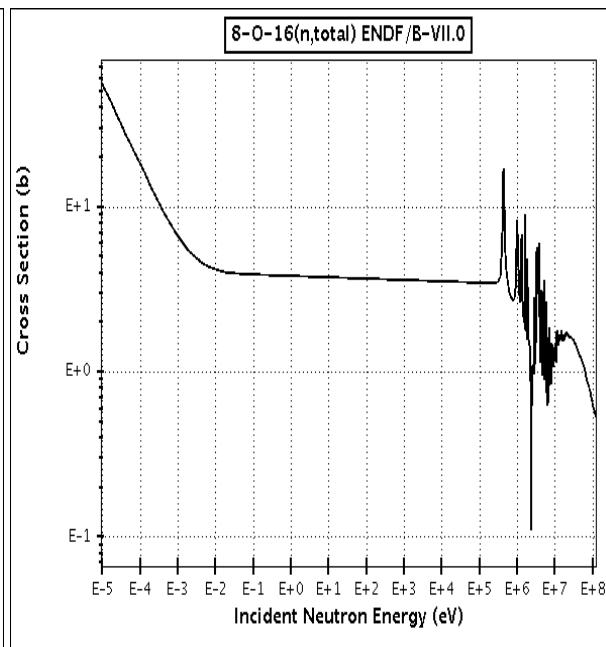


Рис. 13.5. Полное сечение взаимодействия нейtronов с ядром ^{16}O .

К степеням очистки замедлителя от примесей предъявляются высокие требования. Так примесь бора не должна превышать тысячных долей процента, т.к. сечение поглощения тепловых нейtronов изотопом бора ^{10}B (см.рис.13.6) составляет 4017 барн, что в ~ 7 раз больше сечения деления изотопа ^{235}U тепловыми нейtronами. Этот изотоп можно использовать как поглотитель нейtronов в регулирующих стержнях, но как примесь в замедлителе он недопустим.

Таким образом из проведенного рассмотрения становится ясным важность рассмотрения процессов замедления нейtronов и диффузии тепловых нейtronов в средах. Решение подобной задачи представляет сложную задачу: при диффузии нейtronов их энергия непрерывно меняется, и, следовательно, меняются величины сечений ядерных процессов. Аналитическое решение можно получить только при использовании упрощающих предположений. Обычно используются численные методы, реализуемые на мощных вычислительных ЭВМ. Даже и при использовании такой методики истинное сечение ядерных процессов заменяется усредненным сечением в малом энергетическом интервале. Так, например, в монографии [22], где приводятся групповые константы для расчета ядерных реакций, интервал энергий от 10.5 МэВ до тепловой энергии 0.0252 эВ разбит

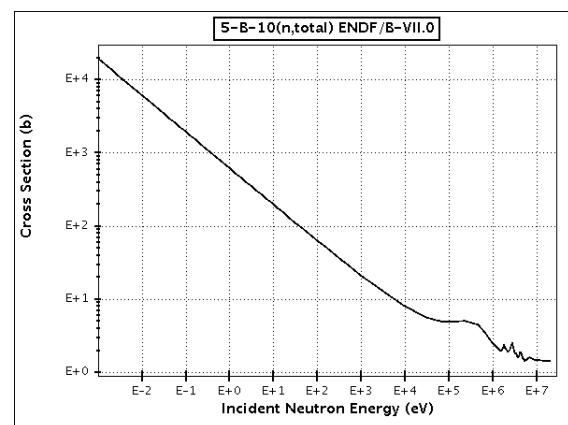


Рис. 13.6. Полное сечение взаимодействия нейtronов с ядром ^{10}B

на 26 групп.

13.2 Формула четырех сомножителей.

Найдем коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде k_∞ , обеспечивающий протекание цепной реакции. Для конкретности будем считать, что среда состоит из смеси изотопов ^{235}U , ^{238}U и замедлителя, но полученные результаты будут иметь общий характер. Если при делении ядра ^{235}U возникает ν быстрых нейтронов, то среднее число быстрых нейтронов, возникающих в акте деления, будет равно (см. формулу 12.3)

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_a^{235}}$$

Необходимо учесть вероятность захвата теплового нейтрона ядром топлива, а не ядром замедлителя или изотопа, не делящегося тепловыми нейтронами; обозначим этот коэффициент f . Он называется *коэффициентом теплового использования* и определяется отношением макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов в топливе (^{235}U) к макроскопическому сечению поглощения тепловых нейтронов в смеси $^{235}U + ^{238}U$ и замедлителя(d):

$$f = \frac{\Sigma_a^{235}}{\Sigma_a^{235} + \Sigma_a^{238} + \Sigma_a^d}$$

Следует учесть вероятность того, что нейtron во время замедления не будет резонансно захвачен ядрами U ; обозначим эту вероятность p . Необходимо учесть и возможность деления ядер урана быстрыми нейтронами деления. Для этого введем коэффициент ϵ . Эмпирическое значение этого коэффициента $\epsilon = 1.03$. Собирая все эти коэффициенты вместе получим для k_∞ соотношение

$$k_\infty = \eta f p \epsilon \quad (13.1)$$

Эта формула носит название *формулы четырех сомножителей*. Для среды конечных размеров следует учесть вероятность того, что нейtron не выйдет за пределы среды, которую обозначим P . Коэффициент размножения k для конечной среды примет вид

$$k = k_\infty P = \eta f p \epsilon P \quad (13.2)$$

Условие возникновения цепной реакции в среде имеет вид $k > 1$.

Хотя эта формула получена из рассмотрения работы реактора, использующего изотопы урана ^{235}U , ^{238}U , она пригодна и для других комбинаций веществ.

13.3 Конструкция ядерного реактора.

На рис. 13.7 приведена схема активной зоны реактора, работающего на тепловых нейтронах. В этой зоне располагается топливо и вещество замедлителя. Эти вещества пространственно отделены друг от друга. Ядерное топливо размещается в цилиндрическом объеме, имеющим форму стержня. Эти объемы называются *тепловыделяющими элементами* - ТВЭЛ. По мере выгорания топлива они заменяются на свежие. Замедлитель может представлять твердое вещество, например, графит, или жидкость, например, воду. Размеры ТВЭЛов выбираются из требования достижения

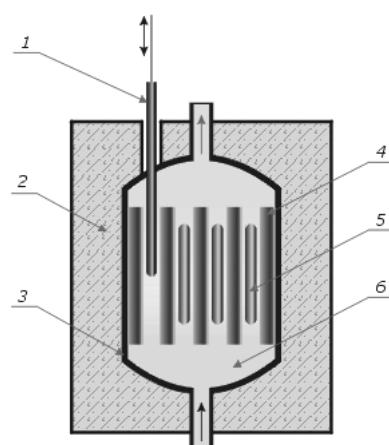


Рис. 13.7. Схема реактора: 1 -управляющий стержень, 2 - биологическая защита, 3 - теплоизоляция, 4 - замедлитель, 5 - ядерное топливо (ТВЭЛ), 6 - теплоноситель.(Рисунок из Wikipedia)

максимально возможного числа делений ядер топлива в нем; размеры замедлителя - из требования эффективного замедления нейтронов при минимальном их поглощении. Для регулировки мощности реактора применяют стержни, заполненные веществом, имеющим большое сечение поглощения тепловых нейтронов. Варьируя число регулирующих стержней, глубину их погружения в активную зону, размещение их по зоне, можно добиться желаемой мощности реактора.

Отвод тепла, вырабатываемого в активной зоне, производится циркулирующим в ней теплоносителем. Это тепло используется для производства пара, который приводит в действие турбину генератора, вырабатывающую электроэнергию. В некоторых типах реакторов замедлитель и теплоноситель одна и та же среда - вода; такие реакторы называются реакторами с прямым циклом.

Отвод тепла в одноконтурной схеме осуществляется теплоносителем непосредственно от активной зоны. Образующийся пар подается на турбину. В двухконтурной схеме вода первого контура нагревается в активной зоне, а затем поступает в парогенератор, где превращает воду этого контура в пар, вращающий турбину. Вода первого контура, которая может содержать радиоактивность, полностью отделена от воды второго.

По составу топлива реакторы делятся на реакторы работающие на естественном или обогащенном уране. Классификация реакторов на тепловых нейтронах приведена в таблице 13.4.

Существует два типа реакторов корпусный и канальный. Корпусной реактор - это реактор активная зона которого заключена в прочный корпус. Теплоноситель в корпусном реакторе чаще всего выполняет функции замедлителя (обычная или тяжелая вода, органические жидкости). Конструктивно корпусной реактор обычно представляют собой цилиндрический сосуд с крышкой, внутри которого размещена выемная конструкция с активной зоной. Теплоноситель поступает снизу в активную зону, которая состоит из тепловыделяющих кассет. В активной зоне перемещаются управляющие стержни, приводы которых имеют герметичный вывод в крышке или днище корпуса. Отвод нагретого теплоносителя осуществляется через патрубки в

Таблица 13.4. Классификация тепловых реакторов по типам замедлителя и теплоносителя.

замедлитель из H_2O		замедлитель из D_2O		замедлитель из графита	
теплоноситель H_2O , прямой цикл	теплоноситель H_2O , двух- контурный цикл	теплоноситель D_2O	теплоноситель H_2O	теплоноситель CO_2	теплоноситель гелиевый

верхней части корпуса.

Канальный реактор состоит из системы отдельных каналов, пространство между которыми заполнено замедлителем нейтронов. Тепловыделяющие элементы с ядерным топливом размещаются внутри каждого канала и охлаждаются индивидуальным потоком теплоносителя. Подвод и отвод теплоносителя в канале осуществляется по трубопроводам. Канальные реакторы из-за конструктивных особенностей принципиально не имеют ограничений размеров активной зоны, что при намечающейся тенденции увеличения единичных мощностей реакторов выгодно отличает их от корпусных реакторов, для которых увеличение мощности и соответственно размеров активной зоны сопряжено с трудностями в изготовлении, транспортировке и монтаже больших корпусов. Разделение теплоносителя и замедлителя в канальном реакторе обеспечивает хороший баланс нейтронов и эффективный теплосъем в активной зоне. Это достигается соответствующим подбором вещества замедлителя и теплоносителя.

В канальных реакторах с помощью специальных машин возможна перегрузка топлива на ходу, т. е. без остановки и охлаждения реактора, что улучшает экономические показатели энергетической установки и обеспечивает бесперебойное снабжение потребителей электроэнергией. Наличие активной зоны, состоящей из отдельных каналов, позволяет организовать индивидуальный контроль за состоянием каждой топливной сборки и в случае повреждения произвести ее немедленную замену. Однако, ввиду значительных размеров активной зоны канального реактора, ее удельная нагрузка в несколько раз ниже, чем, например, в корпусных реакторах, и обычно не превышает в среднем 15 кВт на 1 л активной зоны. Наличие разветвленной сети трубопроводов, подводящих и отводящих теплоноситель к каналам реактора, усложняет его компоновку и обслуживание и увеличивает вероятность возникновения нарушения герметичности соединений, а соответственно и аварийной ситуации. Конкретная реализация конструкции реактора будет рассмотрена в разделах 21,22. В таблице 13.5 собраны данные по характеристикам реакторов, находящихся в эксплуатации в разных странах мира.

Реакторы с легкой водой имеют две реализации - реакторы с водой под давлением и реакторы с кипящей водой. В обоих типах вода является и замедлителем и теплоносителем. Из-за значительного поглощения тепловых нейтронов протонами в этих реакторах используется топливо, обогащенное до 2.5%. Оба типа имеют прочный стальной корпус.

Таблица 13.5. Типы ядерных реакторов, находящихся в эксплуатации: N - число реакторов; $P(\text{ГВт})$ - суммарная тепловая мощность; Т - топливо, (О) - обогащенное, (Е) - естественная смесь; T_{n} - теплоноситель; З - замедлитель.

Тип реактора	Страна	N	P	Т	T_{n}	З
Герметичный водяной реактор высокого давления	США,Франция Япония,Россия	252	235	$UO_2(O)$	H_2O	H_2O
Кипящий реактор	США,Япония, Швеция	93	83	$UO_2(O)$	H_2O	H_2O
Реактор с газовым охлаждением	Великобритания	34	13	$U(E)$ $UO_2(O)$	C_2O	C
Герметичный реактор на тяжелой воде "CANDU"	Канада	33	18	$UO_2(E)$	D_2O	D_2O
Реактор с графитовым	Россия	14	14	$UO_2(O)$	H_2O	C

В реакторе с водой под давлением в контуре теплоносителя температура достигает 320°C , а давление составляет $\sim 16 \text{ МПа}^1$, при этих значениях исключается кипение воды. Теплоноситель, проходя через теплообменник, передает тепло воде второго контура, которая превращается в пар с давлением $\sim 5.5 \text{ МПа}$. Этот пар вращает турбину, а после поступает в охлаждаемый конденсатор, где превращается в воду. В реакторах этого типа осуществлена двух контурная или косвенная схема.

В реакторе с кипящей водой давление в первом контуре составляет $\sim 7 \text{ МПа}$. Вода интенсивно кипит, образующийся пар поступает в турбину. Это одноконтурная или прямая схема. Она конструктивно проще двух контурной.

Энергетические ядерные реакторы с тяжеловодным замедлителем так же имеют прочный корпус. Они строятся по схеме канального реактора, в котором теплоноситель под высоким давлением проходит через каналы, а замедлитель находится в корпусе при низком давлении. Реактор имеет двухконтурный цикл. В этих реакторах можно в качестве теплоносителя использовать легкую воду. Эти реакторы могут быть реакторами с кипящей водой.

Газоохлаждаемые реакторы с графитовым замедлителем имеют корпус. Существуют разные типы этого реактора - с естественным и обогащенным ураном. Активная зона передает тепло газу. В качестве газа наиболее перспективным является использование гелия. На выходе из реактора газ имеет температуру $\sim 1000^{\circ}\text{C}$. Термо, содержащее в газе, используется для производства электроэнергии, а так же для производства водорода. Водородная энергетика имеет большие перспективы в различных областях техники.

14 Критический размер реактора.

Распределение нейтронов в активной зоне реактора зависит от расстояния от центра зоны r и времени, протекшего от момента начала реакции t . В теории ядерных

¹Для справки, $1 \text{ МПа} \approx 10 \text{ атм.}$

реакторов (см. например [14]) показывается, что это распределение имеет вид

$$\Phi(r, t) = \varphi(r) \exp(t/\tau)$$

Экспоненциальный множитель описывает рост числа нейтронов во времени. Функция $\varphi(r)$ описывает пространственное распределение нейтронов в активной зоне. Она не зависит от времени и поэтому называется стационарной. Важной задачей является нахождение этой функции. Далее рассмотрим решение этой задачи.

Поставим вопрос - каковы должны быть размеры активной зоны для того, чтобы в ней могла развиваться цепная ядерная реакция. Будем полагать, что для активной зоны заданы ее состав и форма. Задача сводится к нахождению стационарной функции пространственного распределения нейтронов в активной зоне. Для упрощения задачи ограничимся случаем распространения в реакторе монохроматических нейтронов. Это приближение применимо к реакторам на тепловых нейтронах.

Напомним уравнение диффузии для монохроматических нейтронов в веществе. Уравнение распространения монохроматических нейтронов в веществе можно получить, используя предположение, состоящее в том, что в процессе рассеяния меняется только направление движение нейтрона и резонансный захват в веществе отсутствует. Это уравнение для плотности потока имеет вид

$$-D \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right] + \Sigma_a \varphi = q \quad (14.1)$$

или

$$-D \Delta \varphi + \Sigma_a \varphi = q \quad (14.2)$$

Здесь D - коэффициент диффузии вещества, в котором распространяется нейтрон, Σ_a - сечение поглощения нейтронов в этом веществе, q число нейтронов, возникающих в единице объема вещества.

Если ядра среды могут испытывать деление, то число нейтронов возникающих в объеме dV составит $qdV = k_\infty \Sigma_a dV$, где k_∞ - среднее число нейтронов, возникающих в процессе деления ядра. С учетом деления уравнение диффузии принимает вид

$$D \Delta \varphi + \Sigma_a (k_\infty - 1) \varphi = 0 \quad (14.3)$$

Заметим, что по формуле четырех сомножителей $k_\infty = \eta f p \epsilon$. В нашем рассмотрении все нейтроны являются тепловыми. Для них вероятность испытать резонансный захват равна 0, а следовательно $p = 1$. Быстрые нейтроны отсутствуют, поэтому $\epsilon = 1$. Окончательно $k_\infty = \eta f = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} f$.

Введем длину диффузии L , определив ее соотношением $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$. Тогда уравнение (14.3) примет вид

$$\Delta \varphi + \frac{k_\infty - 1}{L^2} \varphi = 0 \quad (14.4)$$

Решим это уравнение для реактора с простой геометрией: реактор имеет форму плоского слоя вдоль оси x от $-a/2$ до $+a/2$, т.е. бесконечный слой по направлениям

y, z толщиной a . Тогда уравнение (14.3) принимает вид

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} + \frac{k_\infty - 1}{L^2}\varphi(x) = 0 \quad (14.5)$$

или

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} + B^2\varphi(x) = 0, \quad \text{где} \quad (14.6)$$

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} \quad (14.7)$$

Обратим внимание на то, что в полученном уравнении параметр B определяется только свойствами среды - коэффициентами рассеяния и поглощения и не зависит от геометрических характеристик реактора. Этот параметр называют материальным параметром размножающей среды. Для решения этого уравнения необходимо задать граничные условия, т.е. значения потока $\varphi(x = \pm a/2)$ на внешних поверхностях реактора. В этих точках поток не равен нулю - через эти поверхности часть нейронов покидает реактор. Для того, чтобы найти решение предполагают, что плотность потока становится равной нулю, на некотором расстоянии от границы реактора, т.е. $\varphi(\pm a') = 0$, где $a' = a/2 + d$. Величина параметра d приблизительно равна $d \sim 2D$, где D - коэффициент диффузии.

Решение имеет вид

$$\varphi(x) = C_1 \sin Bx + C_2 \cos Bx \quad (14.8)$$

Из требования наличия максимума $\varphi(x)$ в точке $x = 0$ получим $BC_1 = 0$, или $C_1 = 0$. Теперь функция $\varphi(x)$ имеет вид

$$\varphi(x) = C_2 \cos Bx \quad (14.9)$$

Границное условия $\varphi(a') = 0$ определяет величину B

$$C_2 \cos Ba' = 0 \quad Ba' = n\pi/2 \quad n = 1, 3, 5, \dots \quad (14.10)$$

Учтем, что плотность потока $\varphi(x) > 0$ в любой точке реактора, поэтому из множества решений следует выбрать решение для $n = 1$. Постоянная C_2 определяется мощностью реактора.

Уравнение $Ba' = \pi/2$ определяет условие, при котором в ограниченном объеме возможно стационарное распределение нейтронного поля. Размеры такого объема называют критическим, уравнение $Ba' = \pi/2$ называют условием критичности реактора. Это условие можно записать в виде

$$(k_\infty - 1)/L^2 = B^2 = \frac{\pi^2}{4a'^2} \quad (14.11)$$

Это условие определяет геометрические размеры реактора. Рассмотрим эту связь. Учтем утечку нейронов из реактора, заменив k_∞ на коэффициент размножения для конечной среды

$$k = k_\infty P$$

Здесь P - вероятность избежать выхода нейтрона из реактора. Понятие критического реактора для бесконечной среды определяется выполнением соотношения $k_\infty = 1$, а для конечного по размерам критического реактора соотношением $k_\infty P = 1$.

Условие критичности перепишем в виде $P = 1/k_\infty$.

Учтя соотношение $(k_\infty - 1)/L^2 = B^2$, получим

$$P = 1/(1 + L^2 B^2) \quad (14.12)$$

или

$$k_\infty/(1 + L^2 B^2) = 1 \quad (14.13)$$

Последнее соотношение называется уравнением критичности реактора. Из этого соотношения можно вычислить $B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} = \frac{\pi^2}{4a'^2}$, которые определяют размеры реактора.

$$a' = \frac{\pi L}{2\sqrt{k_\infty - 1}} \quad (14.14)$$

Но если заданы размеры реактора, а следовательно B^2 , то можно вычислить значение k_∞ , необходимое для критичности реактора.

Обсудим физический смысл полученного выражения (14.14). Сравним две среды, из которых состоит активная зона, имеющие одинаковое значение величины k_∞ и разные значения L . Активная зона реактора, содержащего среду с большим значением L , будет иметь и больший размер активной зоны, соответствующий критическому размеру. Что это означает? Для данного вещества активной зоны мы можем уменьшать размеры зоны пока утечка нейтронов из зоны не станет настолько большой, что выполнится условие невозможности цепной реакции в данном объеме $k_\infty P < 1$. Спадание нейтронного потока определяется параметром L - поток нейтронов $\varphi \sim \cos \frac{\sqrt{k_\infty - 1}}{L}$. Для сред с большим значением L спадание нейтронного потока происходит медленнее и поэтому критический размер активной зоны будет больше, чем для случая вещества активной зоны с меньшим L .

15 Вычисление критических размеров реактора.

Расчет критических размеров реактора с разной степенью приближений можно найти в книгах [14],[23],[13],[18].

Эта задача может быть сформулирована различным образом. Можно задать состав активной зоны и искать критические размеры реактора. Можно задать размеры реактора и искать массу топлива в активной зоне, обеспечивающей стационарную работу реактора.

Мы сформулируем следующую задачу: найти критические размеры реактора, содержащего в качестве топлива естественный уран и в качестве замедлителя обычную воду. Реактор работает на тепловых нейтронах.

Из уравнения (14.14)

$$a' = \frac{\pi L}{2\sqrt{k_\infty - 1}} \quad (15.1)$$

вытекает, что необходимо определить параметры k_∞ и L для смеси топлива и замедлителя.

При проведении расчетов размеров реактора по формуле (15.1) следует учитывать особенности его конструкции. Задача состоит в вычислении длины диффузии нейтронов для конкретного состава активной зоны реактора.

Учет особенности конструкции реактора состоит в том, что характеристики вещества активной зоны отличаются от табличных значений, приводимых для отдельных веществ.

Площадь диффузии для смеси топлива и замедлителя определяется формулой

$$L_{\text{см}}^2 = D^{\text{см}} / \Sigma_a^{\text{см}} \approx \frac{1}{3\Sigma_s^{\text{см}}\Sigma_a^{\text{см}}} = \frac{\lambda_s^{\text{см}}\lambda_a^{\text{см}}}{3} \quad (15.2)$$

Потерями энергии при рассеянии на ядрах урана пренебрежем. Будем также пренебречь поглощением нейтронов в замедлителе.

Тогда свободный пробег определится сечением поглощения ядрами урана

$$\lambda_a^{\text{см}} = \frac{1}{\Sigma_a^{\text{см}}} = \frac{\lambda_a^{\text{deg}}\Sigma_a^{\text{deg}}}{\Sigma_a^{\text{см}}} = \lambda_a^{\text{deg}} \frac{\Sigma_a^{\text{см}} - \Sigma_a^U}{\Sigma_a^{\text{см}}} = \lambda_a^{\text{deg}} \left(1 - \frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^{\text{см}}}\right) \quad (15.3)$$

Здесь мы учли, что $\lambda = 1/\Sigma$ или $\lambda\Sigma = 1$. Здесь символы *см* и *deg* обозначают среду из смеси и среду из замедлителя. Преобразуем равенство (15.2)

$$L_{\text{см}}^2 = \frac{\lambda_s^{\text{см}}\lambda_a^{\text{см}}}{3} = \frac{\lambda_s^{\text{см}}\lambda_a^{\text{deg}}}{3} \left(1 - \frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^{\text{см}}}\right) = \frac{\lambda_s^{\text{deg}}\lambda_a^{\text{deg}}}{3} \left(1 - \frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^{\text{см}}}\right) = L_{\text{deg}}^2 \left(1 - \frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^{\text{см}}}\right) \quad (15.4)$$

В последней формуле учтено, что замедление в уране мало и поэтому длина замедления смеси равна длине замедления замедлителя $\lambda_s^{\text{см}} \sim \lambda_s^{\text{deg}}$

Будем исходить из того, что число захватов нейтронов в уране должно быть больше числа захватов нейтронов в замедлителе. Получим оценку отношения $\Sigma_a^U / \Sigma_a^{\text{см}}$

$$\Sigma_a^U > \Sigma_a^{\text{deg}} \quad 2\Sigma_a^U > \Sigma_a^{\text{deg}} + \Sigma_a^U \quad 2\Sigma_a^U > \Sigma_a^{\text{см}} \quad 1 > \Sigma_a^U / \Sigma_a^{\text{см}} > 1/2$$

В последнем неравенстве учтено, что при вычислении $L_{\text{см}}$ из уравнения (15.4) под корнем должна стоять положительная величина.

Величина

$$k_{\infty} = \eta f = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} f = \nu \frac{n_5\sigma_5^f}{n_5\sigma_5^a + n_8\sigma_8^a + n_d\sigma_d^a} \cdot \frac{\sigma_5^f}{\sigma_5^c} = \nu \frac{p\sigma_5^f}{p\sigma_5^a + \sigma_8^a + \frac{n_d}{n_8}\sigma_d^a} \cdot \frac{\sigma_5^f}{\sigma_5^c}$$

Здесь индексы имеют следующий смысл: 5 и 8 относятся к ^{235}U и ^{238}U соответственно, d - к замедлителю; f, a, c - означает деление, поглощение, захват, p - концентрация ^{235}U в топливе.

Теперь нужно задать величину k_{∞} . Эта величина должна превышать 1, выберем значение $k_{\infty} = 1.01$. Подставим численные значения сечений и получим уравнение, из которого можно определить соотношение n_d/n_8 .

$$1.01 = 2.42 \cdot \frac{582}{680.8} \cdot \frac{7 \cdot 10^{-3} \cdot 582}{7 \cdot 10^{-3} \cdot 582 + 2.7 + 0.58 \cdot n_d/n_8} = \frac{8.42}{6.77 + 0.58 \cdot n_d/n_8}$$

Отсюда получаем $n_d/n_8 = 2.68$.

Теперь для нахождения диффузационной длины вещества активной зоны L нужно вычислить

$$\frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^{\text{cm}}} = \frac{n_5\sigma_5^a + n_8\sigma_8^a}{n_5\sigma_5^a + n_8\sigma_8^a + n_d\sigma_d^a} = \frac{p\sigma_5^a + \sigma_8^a}{p\sigma_5^a + \sigma_8^a + n_d/n_8\sigma_d^a} = \frac{7 \cdot 10^{-3} \cdot 681 + 2.7}{7 \cdot 10^{-3} \cdot 681 + 2.7 + 0.58 \cdot 2.68} = 0.83$$

Из уравнения (15.4) вычисляем $L_{\text{cm}} = L_{\text{deg}}\sqrt{1 - \Sigma_a^U/\Sigma_a^{\text{cm}}} = 2.8\sqrt{0.17} = 0.46$ см. Из (15.4) получим $2a' = \pi 0.46/\sqrt{0.01} = 14.5$ см. Толщина реактора $2a = 2a' - 2d$, где $d = 2D_{\text{cm}}$. и

Для дальнейшего необходимо вычислить величину D_{cm} . Мы уже нашли отношение n_d/n_u , но для этого нужно определить n_d и n_u . Пусть из объема V на долю замедлителя приходится объем χV , а на долю урана придется $(1 - \chi)V$. Тогда число атомов замедлителя и урана в 1 см³ составит

$$n_d = \chi \rho_d \frac{N_A}{A_d} \quad n_u = (1 - \chi) \rho_u \frac{N_A}{A_u}$$

Далее найдем

$$\frac{n_u}{n_d} = \frac{1 - \chi}{\chi} \frac{\rho_u A_d}{\rho_d A_u} \quad \frac{1 - \chi}{\chi} = \frac{n_u \rho_d A_u}{n_d \rho_u A_d}$$

$$\frac{1 - \chi}{\chi} = \frac{1}{2.68} \frac{1 \cdot 238}{19.1 \cdot 18} = 0.27 \quad \chi = 0.79$$

Теперь

$$n_d \approx 0.79 \cdot \rho_d \frac{N_A}{A_d} \approx 1 \cdot \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{20} = 0.24 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$$

$$n_u \approx 0.21 \cdot \rho_u \frac{N_A}{A_u} = 0.21 \cdot 19.1 \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{238} = 0.10 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$$

$$\Sigma_{\text{cm}}^a = n_5\sigma_5^a + n_8\sigma_8^a + n_d\sigma_d^a =$$

$$(0.7 \cdot 10^{-2} \cdot 681 + 0.973 \cdot 2.7) \cdot 10^{-24} \cdot 0.10 \cdot 10^{23} + 0.58 \cdot 10^{-24} \cdot 0.24 \cdot 10^{23} =$$

$$0.747 \cdot 10^{-2} + 1.392 \cdot 10^{-2} = 2.14 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$$

Отсюда $D_{\text{cm}} = (0.46)^2 \cdot 2.14 \cdot 10^{-2} = 0.0045$ см и критическая толщина реактора

$$2a = 14.4 - 2 \cdot 0.0045 = 14.3 \text{ см}$$

Мы получили, что критическая толщина активной зоны гомогенного реактора в форме бесконечной пластины должна составлять ~ 14 см. Размеры реального реактора могут превышать это значение в несколько раз; это определяется желаемой мощностью реактора.

Наш расчет сделан со многими приближениями. Расчет реального реактора намного сложнее, но основные физические идеи, лежащие в основе таких расчетов, содержатся в приведенном примере.

16 Реактор с отражателем.

Мы рассмотрели модель реактора, в котором активная зона находилась в вакууме. Если она будет окружена веществом, то нейтроны, вылетающие из активной зоны, будут диффундировать в веществе и часть из них может вернуться в активную зону. Этот процесс увеличит число нейронов в активной зоне, что должно привести к уменьшению критического размера реактора и массы топлива.

Вещество, окружающее активную зону, называется отражателем нейтронов. Для нейтронов, отраженных нейтронов от блока вещества, измеряется коэффициентом отражения нейтронов β или альбедо вещества. Обозначим ток нейтронов, проходящий из активной зоны через границу раздела активная зона - отражатель, j^+ , а ток, идущий из отражателя - j^- . Тогда альбедо равняется

$$\beta = j^-/j^+$$

В теории диффузии нейтронов показывается, что токи нейтронов, протекающие по нормали к поверхности, имеют вид

$$j^+ = \frac{\varphi}{4} + \frac{D}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad j^- = \frac{\varphi}{4} - \frac{D}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (16.1)$$

Здесь мы предположили, что сечение поглощения нейтронов мало по сравнению с сечением рассеяния. Частная производная берется на границе раздела сред. Пользуясь этими определениями токов, запишем величину альбедо в виде

$$\beta = j^-/j^+ = \frac{1 - 2D \frac{\partial \varphi}{\partial z} / \varphi}{1 + 2D \frac{\partial \varphi}{\partial z} / \varphi} \quad (16.2)$$

Вычисление альбедо по приведенной формуле требует знания φ и $\partial \varphi / \partial z$. Но эти функции зависят от энергии нейтрона, а значит и величина альбедо так же является функцией от энергии. Но можно поставить вопрос так - сколько нейтронов из вошедших в отражатель из активной зоны вернутся назад. Использование рассматриваемой формулы не даст ответа. Мы можем задать энергию нейтронов, падающих на границу отражателя, но энергия нейтрона, вышедшего из отражателя в активную зону определяется историей диффузии нейтрона в отражателе. Очевидно, что эти нейтроны имеют некоторое распределение по энергии и поэтому величина альбедо будет зависеть от энергии этих нейтронов. Определим величину альбедо как отношение числа нейтронов, вернувшихся из отражателя в активную зону, к числу нейтронов, вошедших из активной зоны в отражатель. Решение такой задачи будет рассмотрено ниже.

Далее мы рассмотрим случай монохроматических нейтронов, энергия которых не меняется в процессе диффузии и получим условие критичности для реактора, активная зона которого окружена отражателем. Рассмотрим реактор в виде плоского слоя толщиной a , за которым расположен отражатель толщиной t . Распределение потока нейтронов в реакторе мы уже нашли - он дается формулой (14.9). Для отражателя уравнение для потока изменяется, так как в нем нет поглощения и нет размножения нейтронов. Уравнение (14.4) принимает вид

$$\Delta \varphi - \frac{1}{L^2} \varphi = 0 \quad (16.3)$$

Решение уравнения имеет вид $\varphi(x) = A_1 e^{-x/L} + A_2 e^{x/L}$. Граничное условие состоит в том, что на расстоянии $d' = 2D'$ от границы отражателя с вакуумом поток, т.е. в точке $x = a/2 + t + d'$ равен нулю.

$$\varphi(a/2 + t + d') = A_1 e^{-(a/2+t+d')/L} + A_2 e^{(a/2+t+d')/L} = 0 \quad A_2 = -A_1 e^{-2(a/2+t+d')/L}$$

Теперь запишем решение уравнения в виде

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= A_1 e^{-x/L} - A_1 e^{-2(a/2+t+d')/L} e^{x/L} = \\ &= A_1 e^{-(a/2+t+d')}(e^{(-x+(a/2+t+d'))/L} - e^{(x-(a/2+t+d'))/L}) \end{aligned} \quad (16.4)$$

Окончательно

$$\varphi(x) = C_d \cdot sh[(x - (a/2 + t + d'))/L] \quad (16.5)$$

Далее необходимо сшить решение внутри реактора $\varphi(x) = C \cdot \cos Bx$ решением в отражателе в точке на границе раздела $x = a/2$. Непрерывно само решение и его производная в той же точке.

Для дальнейшего необходимо исключить постоянные множители C и C_d . Для этого учтем, что найденное решение должно быть непрерывным на границе активной зоны и отражателя и давать непрерывность тока на той же границе.

Для одномерной геометрии ток имеет вид $J = -D(\delta\varphi(x)/\delta x)$.

Вычисления выполним для потока нейтронов и производной потока внутри отражателя и внутри реактора. Приведенные ниже формулы в левом столбце относятся к отражателю, а с правом - к реактору. D' и D коэффициенты диффузии отражателя и вещества активной зоны реактора соответственно.

отражатель	активная зона
$\varphi(x) = C_d sh[(x - a/2 - t - d')/L_d]$	$\varphi(x) = C \cos Bx$
$\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} = C_d ch[(x - a/2 - t - d')/L_d]/L_d$	$\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} = -CB \sin Bx$

Из предыдущих равенств вычислим величину тока, деленную на поток. Первое равенство вычислено для вещества отражателя, второе - для активной зоны

$$\begin{aligned} D' \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} / \varphi(x) &= D' cth[(x - a/2 - t - d')/L_d]/L_d \\ D \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} / \varphi(x) &= -DB \operatorname{tg}[Bx] \end{aligned}$$

Так как поток и ток непрерывны на границе раздела активной зоны и замедлителя, то приравняем эти равенства при $x = a/2$.

$$D' cth[(-t - d')/L_d]/L_d = -DB \operatorname{tg}[\frac{aB}{2}] \quad (16.6)$$

Преобразуем это равенство

$$\frac{D'}{DL_d B} cth[(t + d')/L_d] = \operatorname{tg}[\frac{aB}{2}] \quad (16.7)$$

$$a = \frac{2}{B} \operatorname{arctg} \left(\frac{D'}{DL_d B} cth[(t + d')/L_d] \right) \quad (16.8)$$

Найденное из последнего уравнения значение a соответствует условию критичности реактора при заданных параметрах материалов сред активной зоны и отражателя.

Проверим то, что уравнение (16.7) при стремлении толщины отражателя к нулю дает найденное ранее решение (14.10), т.е. $Ba' = \pi/2$. При отсутствии отражателя следует положить $d' = 0$; при $t \rightarrow 0$ $cth[t/L_d]/L_d \rightarrow cth[0] \sim \infty$; для $\tg[\frac{aB}{2}] \sim \infty$ $aB/2 \sim \pi/2$. Вспоминая, что $a' = a/2 + d \sim a/2$ решение $Ba' = \pi/2$ соответствует приближенно условию $Ba/2 = \pi/2$, что совпадает с полученной оценкой при отсутствии отражателя.

В таблице приведены найденные решения уравнения (16.8) для разных значений толщины отражателя. Решение получены для значений параметров активной зоны реактора, рассмотренной в численном примере ранее. Вещество отражателя - H_2O .

В графе I - толщина отражателя в см; в графе II - критическая толщина активной зоны реактора в см для заданной толщины отражателя. Напомним, что критическая толщина активной зоны реактора без отражателя составляла 14.3 см. Использование отражателя толщиной 1 см уменьшает критическую толщину активной зоны реактора с 14.3 см до 13.3 см. Из расчета следует, что увеличение толщины отражателя свыше 5 см уже не оказывается на размерах активной зоны.

Решение задачи вычисления числа нейtronов, вернувшихся из отражателя в активную зону, для произвольного энергетического распределения входящих в отражатель нейtronов, наиболее эффективно может быть выполнено методом статистического моделирования (см., например, книгу [24]). Этот метод позволяет вычислить не только величину альбедо, но и энергетическое и угловое распределения альбедных нейtronов.

Для примера в таблице приводятся результаты расчета этим методом характеристик альбедных нейtronов. Расчеты выполнены для отражателя толщиной 130 см из различных веществ. Нейтроны падают на границу активная зона - отражатель по нормали к ней. Прослежены истории 5000 нейtronов, вошедших в отражатель.

Обозначения в таблице: E энергия нейтрана в МэВ; k_α - коэффициент альбедо - отношение числа нейtronов вошедших в отражатель и после рассеяния на ядрах отражателя вернувшихся в активную зону $N_{\text{отр}}$ к числу нейtronов, пересекших границу; $N_{\text{зах}}$ число нейtronов, захваченных ядрами отражателя; $N_{\text{пр}}$ - число нейtronов, прошедших через отражатель и вышедших из него в окружающую среду.

Таблица 16.1.

I	II
0.2	14.0
1	13.3
2	12.6
5	11.9
10	11.8
20	11.8

E	H_2O				D_2O				C			
	k_α	$N_{\text{отр}}$	$N_{\text{зах}}$	$N_{\text{пр}}$	k_α	$N_{\text{отр}}$	$N_{\text{зах}}$	$N_{\text{пр}}$	k_α	$N_{\text{отр}}$	$N_{\text{зах}}$	$N_{\text{пр}}$
тепл	0.33	1640	3360	0	0.93	4660	110	230	0.88	4380	510	120
0.5	0.41	2060	2940	0	0.94	4720	80	200	0.90	4500	420	80
1.	0.36	1810	3190	0	0.94	4710	70	220	0.88	4390	490	120
2.	0.26	1320	3680	0	0.93	4630	100	270	0.85	4270	590	140
3.	0.25	1230	3770	0	0.92	4620	100	280	0.86	4280	590	130
5.	0.22	1110	3890	0	0.88	4420	220	360	0.81	4060	730	210

На рис. 16.1 показаны спектры отраженных нейtronов с начальной энергией 1 МэВ для разных веществ отражателя толщиной 130 см. Гистограммы рассчитаны для числа историй $N_H = 50000$. $N(E)$ - число отраженных нейtronов с энергией от

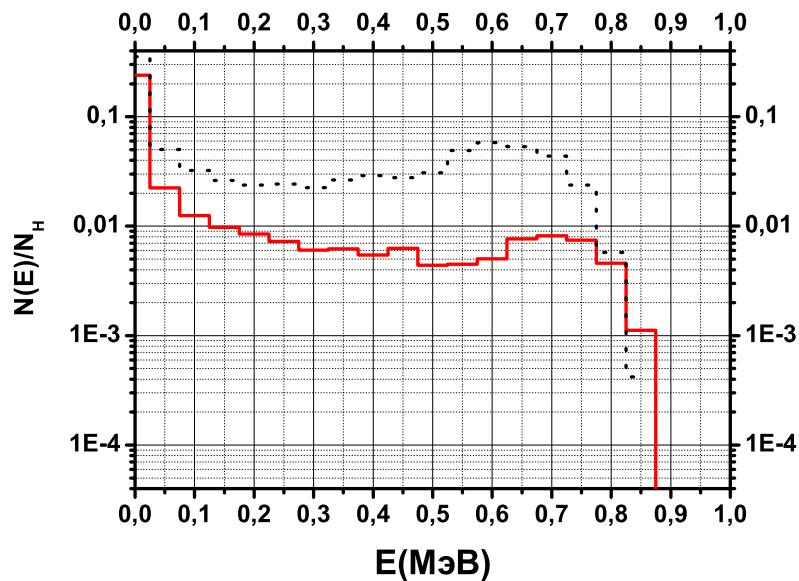


Рис. 16.1. Энергетические спектры отраженных нейтронов с начальной энергией 1 МэВ. Отражатель из H_2O (сплошная гистограмма) и углерода (точечная гистограмма).

E до $E + 0.05$ МэВ.

Для отражателя из углерода поглощение в нем нейтронов меньше, чем в H_2O и кривая для C идет выше. Почему $N(E)$ поднимается при малых E ? Энергетический спектр нейтронов в отражателе имеет обычный вид - при малых энергиях он растет как $1/E$. Так как нейтронов с малой энергией в отражателе больше, то и вышедших из отражателя таких нейтронов в спектре больше. История нейтрона заканчивается при захвате нейтрона. Сечение захвата в водороде отлично от нуля при энергиях меньших 0.1 МэВ и растет с уменьшением энергии нейтрона. Итак при блужданиях нейтрона в отражателе он не поглощается пока его энергия не уменьшится ниже 0.1 МэВ. Энергия нейтрона, вышедшего из отражателя, не может быть равной начальной энергии нейтрона - нейtron падает на границу по нормали и для того чтобы этот нейтрон отразился, он должен рассеяться назад, но при таком рассеянии он теряет максимально возможное количество энергии. В большинстве случаев нейтрон в отражателе испытывает несколько актов рассеяния прежде чем выйдет из него. При каждом рассеянии нейтрон теряет энергию. Все сказанное относится и к углероду с учетом того, что сечение захвата отлично от нуля при энергиях меньших 0.5 кэВ.

17 Кинетика ядерного реактора и роль запаздывающих нейтронов в ней.

Нарастание числа нейтронов $N(t)$ в ядерном реакторе в зависимости от времени происходит по экспоненциальному закону (см. уравнения (12.1), (12.2))

$$N(t) = N_0 e^{t/\tau_0}$$

$$\tau_0 = T/(k - 1),$$

где k - коэффициент размножения нейтронов, T - среднее время жизни нейтрона в реакторе. Оценим типичное значение параметра τ_0 . В таблице 13.3 приведены длины замедления нейтрона L_s , по порядку величины они составляют 10 см. Для теплового нейтрона скорость равна $v = 2200 \text{ м/сек}$. Отсюда $T \sim L_s/v \sim 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$. При значении $k = 1.001$ $\tau_0 \sim 0.05 \text{ сек}$. Это означает, что за 1 сек число нейтронов в реакторе вырастет в $N(1 \text{ сек})/N(0) = \exp(1/0.05) = \exp(20) \sim 10^9$ раз. При столь стремительном нарастании мощности регулирование ее становится практически невозможным.

Однако в реальном реакторе ситуация значительно лучше, так как в нем присутствуют источники запаздывающих нейтронов. Их присутствие радикально уменьшает скорость нарастания мощности.

Что такое запаздывающие нейтроны? При делении ядра возникают осколки, испытывающие β -распад. Такой распад идет как в основное, так и на возбужденные состояния дочернего ядра. В ряде случаев распад происходит к высоко возбужденным состояниям ядра. Если энергия связи нейтрона в этих состояниях положительна, то состояния могут распадаться с испусканием нейтрона.

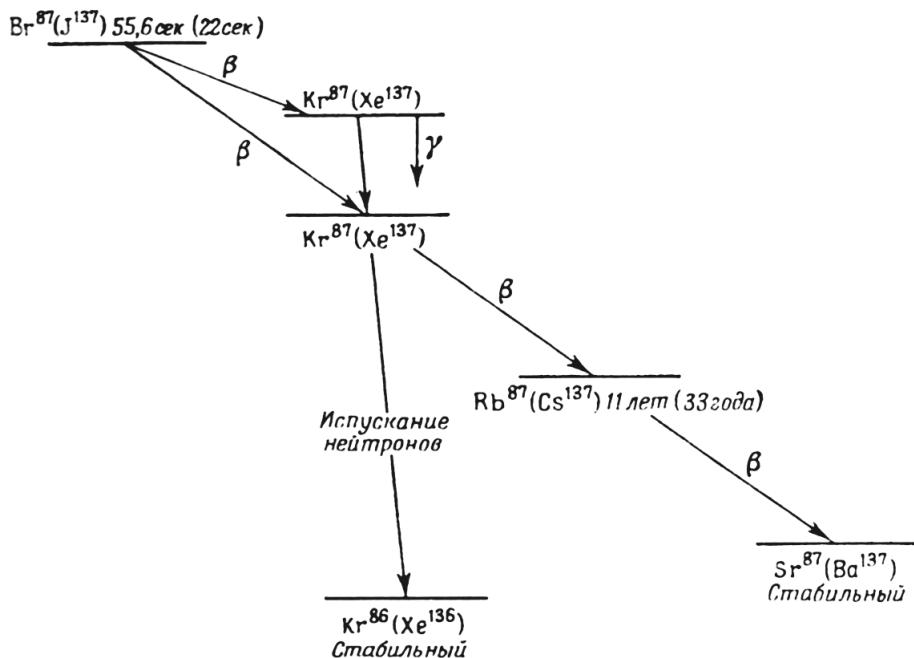


Рис. 17.1. Схема возникновения запаздывающих нейтронов при распаде ядер ^{87}Br и ^{137}J , образующихся при делении ядра.

Таблица 17.1. ${}^Z A$ -ядро-источник запаздывающих нейтронов, $T_{1/2}$ -период полуразпада в сек, $Q_\beta - B_n$ -максимальная энергия нейтронов в МэВ, P_n -вероятность нейтронной эмиссии на один распад в %.

${}^Z A$	$T_{1/2}$	$Q_\beta - B_n$	$P_n, \%$
${}^{81} Ga$	1.23	2.3	12
${}^{86} Ga$	0.90	5.6	7.1
${}^{87} Br$	55.6	1.2	2.6
${}^{96} Rb$	0.20	4.1	13.1
${}^{97} Rb$	0.17	5.1	27.2
${}^{98} Rb$	0.12	5.7	13.3
${}^{134} Sn$	0.7	2.6	17
${}^{137} I$	22	1.3	6
${}^{140} I$	0.86	3.6	25
${}^{147} Cs$	0.21	2.96	21

Процесс испускания нейтрона будет конкурировать с процессом испускания гамма-квантов. Так как вероятность этого процесса и процесса испускания нейтрона намного превышает вероятность β -распада, то испускание нейтронов будет следовать за процессом β -распада практически мгновенно. Это означает, что время жизни источника запаздывающих нейтронов такое же, как время жизни материнского ядра, определяемого β -распадом.

На рис.17.1 показан процесс возникновения запаздывающих нейтронов, источниками которых являются осколки деления - ядра ${}^{87} Br$ и ${}^{137} I$. При β -распаде ${}^{87} Br$ образуется ядро ${}^{87} Kr$ в возбужденном состоянии, которое распадается с испусканием нейтрона. Время жизни источника запаздывающих нейтронов в этом случае определяется временем жизни ядра ${}^{87} Br$ и составит 55.6 сек. Аналогично, для запаздывающих нейтронов, возникающих при распаде ядра ${}^{137} I$, время жизни составит 22 сек.

В таблице 17 приведены характеристики некоторых источников запаздывающих нейтронов, образующихся при делении ядра ${}^{235} U$ тепловыми нейтронами. В таблицу включены источники с наибольшим выходом на β -распад. Видна корреляция между энергией нейтрона и временем жизни ядра-источника: чем больше эта энергия, тем меньше время жизни. Эта зависимость отражает связь между энергией β -распада и временем жизни ядра. Большое время жизни соответствует малой энергии β -распада. Энергия нейтрона практически не влияет на это время жизни, так как распад с испусканием нейтрона происходит практически мгновенно.

Однако при оценке влияния на кинетику ядерного реактора запаздывающих нейтронов необходимо в первую очередь учитывать вклад ядер-источники с наибольшим выходом в процессе деления. В среднем выход ядер-источников запаздывающих нейтронов составляет 0.0064 на один акт деления ${}^{235} U$ и среднее время жизни этих ядер равно 12.4 сек.

Коэффициент размножения нейтронов в этом случае k , может быть записан как сумма $k = k_m + k_d$ коэффициентов размножения мгновенными нейтронами и запаздывающими нейтронами. Для того, чтобы в реакторе происходил процесс размно-

жения нейтронов необходимо значение $k > 1$. Если обеспечить это условие таким образом, что $k_m < 1$, то очевидно для достижения условия $k > 1$ коэффициент k_d должен иметь достаточную величину. При этом нарастание числа нейтронов в реакторе должно зависеть от времени жизни источников запаздывающих нейтронов, т.к. среднее время жизни нейтрона в реакторе теперь определяется как

$$\bar{T} = \bar{\beta}\tau_d + (1 - \bar{\beta})T,$$

$\bar{\beta}$ - средняя доля выхода нейтронов деления для запаздывающих нейтронов, τ_d - среднее время запаздывания нейтронов. Взяв для этих параметров значения типичные для изотопа ^{235}U $\bar{\beta} \sim 0.006$, $\tau_d \sim 10$ сек, получим

$$\bar{T} = 0.006 \cdot 10 + (1 - 0.006) \cdot 0.5 \cdot 10^{-4} = 0.06 \text{ sek}$$

Теперь за 1 сек число нейтронов в реакторе вырастет при $k-1 = 10^{-3}$ в $N(1 \text{ сек})/N(0) = \exp(1/60) \sim 1 + 1/60$ раз, т.е. всего на 1.7%, а удвоение числа нейтронов произойдет через 42 сек. При такой скорости изменения мощности реактора имеется достаточно времени для принятия решения и выполнения операций по регулировке этой мощности.

Оценим аналитически скорость изменения числа нейтронов в реакторе в очень упрощенной модели, в которой считаем, что:

1. все нейтроны в реакторе являются тепловыми. При захвате нейтрона ядром урана может произойти деление ядра, либо радиационный захват. В каждом акте деления возникает в среднем k_m нейтронов

2. все нейтроны имеют среднее время жизни T (т.е. в отсутствии размножения их число меняется по закону $N = N_0 \exp(-t/T)$)

3. все ядра - источники запаздывающих нейтронов распадаются по закону $N = N_0 \exp(-t/T_d)$

4. среднее число ядер - источников запаздывающих нейтронов, образующихся в акте деления ядра урана, составляет величину β .

Получим уравнения, описывающие зависимость числа нейтронов и числа ядер источников запаздывающих нейтронов от времени. Учтем, что не все нейтроны вызывают акт деления ядра ^{235}U . Часть нейтронов испытает радиационный захват ядрами урана, замедлителя, веществом управляющих стержней. Обозначим долю нейтронов, вызывающих акт деления, q , тогда доля нейтронов, которые исчезают, не вызвав деления, составит $1 - q$.

Изменение числа нейтронов в единицу времени dN/dt описывается уравнением

$$\frac{dN}{dt} = (k - 1)q\frac{N}{T} - (1 - q)\frac{N}{T} + \frac{C}{T_d}$$

Первый член в правой части учитывает увеличение числа нейтронов в результате деления ядер урана. В акте деления возникает k нейтронов. Второй член учитывает убыль числа нейтронов за счет радиационного захвата нейтрона ядрами урана. Третий член учитывает увеличение числа нейтронов за счет испускания запаздывающих нейтронов ядрами, число которых равно $C(t)$.

Изменение числа ядер источников запаздывающих нейтронов $C(t)$ в единицу времени dC/dt описывается уравнением

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{T}qN - \frac{C}{T_d}$$

Объединяя эти два уравнения получим систему дифференциальных уравнений

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_m - 1}{T} N + \frac{C}{T_d}$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{T} q N - \frac{C}{T_a}$$

Здесь $k_m = kq$. Параметр k_m может принимать нужное значение, которое достигается соответствующим выбором $q = k_m/k$, где $k = 2.42$ - коэффициент размножения нейтронов при делении ядра ^{235}U тепловыми нейтронами.

Оценим максимально возможное значение q . Будем предполагать, что мы рассматриваем реактор, работающий на обогащенной смеси изотопов ^{235}U , ^{238}U . Содержание изотопа ^{235}U будем считать равным p . Найдем вероятность того, что тепловой нейtron вызовет деление ядра ^{235}U .

$$q = \frac{\sigma_a(U_{235})N_{235}}{\sigma_a(U_{235})N_{235} + \sigma_a(U_{238})N_{238}} \cdot \frac{\sigma_f(U_{235})}{\sigma_a(U_{235})}$$

$$q = \frac{1}{1 + \sigma_a(U_{238})/\sigma_a(U_{235}) \cdot 238 \cdot (1-p)/(235 \cdot p)} \cdot \frac{\sigma_f(U_{235})}{\sigma_a(U_{235})}$$

Здесь σ_a - сечение поглощения теплового нейтрона, σ_f - сечение деления тепловым нейтроном ядра ^{235}U , N - число ядер соответствующего изотопа урана.

$$N = \frac{\rho}{A} N_A,$$

где ρ - плотность, N_A - число Авогадро, A - атомный вес.

Оценим значение q для значения коэффициента обогащения $p = 0.025$. Табличные значения сечений составляют: $\sigma_a(^{235}U) = 680.8$ барн, $\sigma_a(^{238}U) = 2.70$ барн, $\sigma_f(^{235}U) = 582.2$ барн. При этих значениях $q = 0.88$.

Обозначим в этой системе коэффициенты

$$a = \frac{k_m - 1}{T}, b = 1/T_d, c = \frac{\beta q}{T}, d = -1/T_d,$$

тогда система примет вид

$$\frac{dx}{dt} = ax + by$$

$$\frac{dy}{dt} = cx + dy$$

Мы получили систему линейных дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами. Метод решения такой системы приводится в приложении к этому разделу.

В результате решения этой системы найдем выражение для числа нейтронов в реакторе N в виде суммы двух процессов

$$N = A_1 e^{\tau_1 t} + A_2 e^{\tau_2 t}$$

характеризующихся двумя временами $1/\tau$, где τ_1 и τ_2

$$\tau_{1,2} = (d + a)/2 \pm \sqrt{(d + a)^2/4 + bc - ad}$$

Оценим значения $1/\tau$. Для этого выберем значения $k_m = 0.999$, $T = 10^{-3}$ сек, $T_d = 10$ сек, $\beta = 0.006$, $q = 0.88$.

С выбранными значениями найдем коэффициенты уравнения:

$a = -1$ $b = 0.1$ $c = 5.28$ $d = -0.1$ и для $\tau_{1,2}$ и значение

$$\tau_{1,2} = -0.505 \pm 0.8547$$

Отсюда мы имеем сумму двух процессов: в первом число нейтронов нарастает по экспоненте с характерным временем $1/\tau_1 = 3.28$ сек и во втором убывает по экспоненте с характерным временем $1/\tau_2 = 0.71$ сек. Мы видим, что нарастание числа нейтронов в реакторе с источниками запаздывающих нейтронов происходит с характерным временем 3.28 сек, что намного медленнее, чем при отсутствии таких источников, где это время составляет по нашей оценке величину $\tau_0 = 0.05$ сек.

В отсутствии источников запаздывающих нейтронов за 1 сек число нейтронов возрастает в $\sim 10^9$ раз. При такой скорости нарастания регулирование мощности реактора весьма затруднительно. В присутствии запаздывающих нейтронов за 1 сек число нейтронов возрастает только на 30%.

Попробуем понять как это происходит. Влияние запаздывающих нейтронов максимальное, когда коэффициент размножения в реакторе при их отсутствии меньше 1.

Время нарастания числа нейтронов мы нашли в виде

$$\tau_{1,2} = (d + a)/2 \pm \sqrt{(d + a)^2/4 + bc - ad}$$

Выделим в этом выражении часть, дающую наибольший вклад. Оценку сделаем для значений параметров:

$$k = 1.35 \quad q = 0.7394 \quad T = 10^{-4} \quad T_d = 10 \quad \beta = 0.006$$

$$a = \frac{k_m - 1}{T} = \frac{1.35 \cdot 0.7394 - 1}{10^{-4}} = -40.9, \quad b = \frac{1}{T_d} = 0.1$$

$$c = \frac{\beta q}{T} = \frac{0.006 \cdot 0.7394}{10^{-4}} = 44.4, \quad d = -\frac{1}{T_d} = -0.1$$

$$(d+a)/2 = (-0.1 - 40.9)/2 = -20.5 \quad bc - ad = 0.1 \cdot 44.4 - (-40.9)(-0.1) = 4.44 - 4.09 = 0.35$$

$$\tau_{1,2} = (d + a)/2 \pm \sqrt{(d + a)^2/4 + bc - ad} = (d + a)/2 \pm |d + a|/2 \sqrt{1 + \frac{4(bc - ad)}{|d + a|^2}}$$

Оценим величину второго члена в подкоренном выражении.

$$\frac{4(bc - ad)}{|d + a|^2} = \frac{4 * 0.35}{20.5^2} \approx 3.3 \cdot 10^{-3} \ll 1$$

Для корня можно взять приближенное значение

$$\tau_{1,2} = -20.5 \pm 20.5 \sqrt{1 + \frac{4 * 0.35}{20.5^2}} = -20.5 \pm 20.5 \left(1 + \frac{1.4}{20.5^2}\right)$$

Положительное $\tau > 0$ равно

$$\tau = \frac{1.4}{20.5} \approx 6.8 \cdot 10^{-2}$$

Отсюда делаем вывод, что

$$\tau \approx \frac{bc - ad}{|a + d|} \approx \frac{bc - ad}{|a|}$$

Число нейтронов в реакторе будет нарастать экспоненциально с постоянной

$$T_0 \approx \frac{|a|}{bc - ad} = \frac{1 - k_m}{T} \frac{1}{1/T_d \cdot \beta q/T - (1 - k_m)/T_d} = \frac{(1 - k_m)T_d}{\beta q - (1 - k_m)T} \approx \frac{(1 - k_m)T_d}{\beta q}$$

Эта постоянная не зависит от времени жизни мгновенных нейтронов T , а определяется временем жизни источника задержанных нейтронов T_d .

Задержанные нейтроны будут определять скорость нарастания нейтронного потока тогда, когда коэффициент размножения на мгновенных нейтронах $k_m < 1$, а полный коэффициент размножения $k = k_m + k_d > 1$. Отсюда $1 - k_m \approx k_d = \epsilon \beta q$, где ϵ константа, определяемая конструкцией реактора. Теперь

$$T_0 \approx \epsilon T_d$$

Мы получили, что постоянная времени нарастания числа нейтронов определяется временем жизни источника запаздывающих нейтронов T_d , и не зависит от времени жизни мгновенных нейтронов T . Однако отметим, что последние оценки имеют качественный характер.

Итак, мы выяснили механизм действия запаздывающих нейтронов в процессе изменения числа нейтронов в реакторе от времени. В рамках нашего приближения даже при наличии запаздывающих нейтронов число нейтронов в реакторе будет неограниченно возрастать. Для того, чтобы со временем число нейтронов N , достигнув некоторой величины, оставалось постоянным необходимо ввести обратную связь. Цепь обратной связи должна с ростом N уменьшать эффективный коэффициент размножения. Мы должны изменить первое уравнение, введя в него слагаемое $f(N)$, так что уравнение примет вид

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_m - 1}{T} N + \frac{C}{T_d} + f(N)$$

Выберем для $f(N)$ простейшую зависимость - в виде полинома от N . Зависимость $f(N) = -\gamma N$ не годится, так как она приведет только к изменению эффективного коэффициента размножения и кинетика реактора не изменится. Следующая простейшая зависимость имеет вид $f(N) = -\gamma N^2$. В этом случае уменьшение эффективного коэффициента размножения тем больше, чем больше N . Система уравнений тогда примет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{k_m - 1}{T} N - \gamma N^2 + \frac{C}{T_d} \\ \frac{dC}{dt} &= \frac{\beta}{T} q N - \frac{C}{T_d} \end{aligned}$$

Эта система дифференциальных уравнений уже не является линейной. Но ее легко можно решить численно.

Приложение. Рассмотрим метод решения системы линейных дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами. Нужно найти решение системы линейных дифференциальных уравнений первого порядка.

$$\frac{dx}{dt} = ax + by$$

$$\frac{dy}{dt} = cx + dy$$

Первый этап: нужно решить характеристическое уравнение

$$\begin{vmatrix} a - \tau & b \\ c & d - \tau \end{vmatrix} = 0$$

Ищем решения этого уравнения τ_1, τ_2 .

$$\begin{aligned} (a - \tau)(d - \tau) - bc &= 0 \\ ad - \tau(d + a) + \tau^2 - bc &= 0 \\ \tau^2 - \tau(d + a) + ad - bc &= 0 \\ \tau_{1,2} &= (d + a)/2 \pm \sqrt{(d + a)^2/4 - ad + bc} \\ \tau_{1,2} &= (d + a)/2 \pm \sqrt{(d - a)^2/4 + bc} \end{aligned}$$

Каждому корню соответствует система частных решений

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 e^{\tau_1 t} & y_1 &= B_1 e^{\tau_1 t} \\ x_2 &= A_2 e^{\tau_2 t} & y_2 &= B_2 e^{\tau_2 t} \end{aligned}$$

Коэффициенты A_k, B_k определяются из решения системы

$$\begin{aligned} (a - \tau_1)A_1 + B_1b &= 0 \\ cA_1 + (d - \tau_1)B_1 &= 0 \\ (a - \tau_2)A_2 + B_2b &= 0 \\ cA_2 + (d - \tau_2)B_2 &= 0 \end{aligned}$$

Из этих систем могут быть определены только отношения A_k/B_k

$$\begin{aligned} B_1/A_1 &= -(a - \tau_1)/b \\ B_2/A_2 &= -(a - \tau_2)/b \end{aligned}$$

Общее решение системы дифференциальных уравнений
первое частное

$$\begin{aligned} x &= A_1 e^{\tau_1 t} \\ y &= -A_1 [(a - \tau_1)/b] e^{\tau_1 t} \end{aligned}$$

второе частное

$$x = A_2 e^{\tau_2 t}$$

$$y = -A_2 [(a - \tau_2)/b] e^{\tau_2 t}$$

Общее решение

$$x = A_1 e^{\tau_1 t} + A_2 e^{\tau_2 t}$$

$$y = -A_1 [(a - \tau_1)/b] e^{\tau_1 t} - A_2 [(a - \tau_2)/b] e^{\tau_2 t}$$

Постоянные определим из начальных условий: $x(t=0) = n_0$; $y(t=0) = n_c$

$$A_1 + A_2 = n_0$$

$$-A_1 [(a - \tau_1)/b] - A_2 [(a - \tau_2)/b] = n_c$$

$$A_2 = n_0 - A_1$$

$$n_c = -A_1 [(a - \tau_1)/b] - (n_0 - A_1) [(a - \tau_2)/b]$$

Из двух последних равенств при подстановке предыдущего в последнее получаем

$$n_c = A_1 [-(a - \tau_1)/b + (a - \tau_2)/b] - n_0 [(a - \tau_2)/b]$$

$$n_c + n_0 [(a - \tau_2)/b] = A_1 [(a - \tau_2)/b - (a - \tau_1)/b]$$

$$n_c + n_0 [(a - \tau_2)/b] = A_1 (\tau_1 - \tau_2)/b$$

Отсюда

$$A_1 = (n_c + n_0 (a - \tau_2)/b) / ((\tau_1 - \tau_2)/b) = \frac{n_c b + n_0 (a - \tau_2)}{\tau_1 - \tau_2}$$

$$A_2 = n_0 - A_1 = n_0 - \frac{n_c b + n_0 (a - \tau_2)}{\tau_1 - \tau_2} = \frac{-n_c b - n_0 (a - \tau_1)}{\tau_1 - \tau_2}$$

18 Иодная яма.

Рассмотрим реактор, работающий на смеси изотопов ^{235}U и ^{238}U с использованием замедлителя нейtronов, поглощением нейtronов в котором можно пренебречь. При делении ^{235}U медленными нейtronами с вероятностью 6% получается осколок ядро $^{135}_{52}Te$, который через 0.5 мин после β -распада превращается в изотоп иода $^{135}_{53}I$. Этот изотоп тоже β -активен, но период его полураспада уже равен 6,7 час. Продуктом распада $^{135}_{53}I$ является изотоп ксенона $^{135}_{54}Xe$, который является сильнейшим поглотителем тепловых нейtronов. Изотоп $^{135}_{54}Xe$ в свою очередь претерпевает β -распад с периодом 9.2 час и превращается в практически стабильный изотоп цезия $^{135}_{55}Cs$. Период полураспада изотопа $^{135}_{55}Cs$ равен двум миллионам лет (продукт - стабильный изотоп бария $^{135}_{56}Ba$). Из всей этой цепи распадов нам важен лишь отрезок



β , 6.7 час 9.2 час

В работающем с постоянной мощностью реакторе устанавливается определенная равновесная концентрация ядер ^{135}Xe . При постоянно работающем реакторе эта равновесная концентрация мала, так как ^{135}Xe поглощает нейтрон, а образовавшийся изотоп ^{136}Xe имеет существенно меньшее сечение поглощения нейтронов. При остановке реактора происходит нарастание числа ядер ^{135}Xe изотопа за счет β -распада накопившегося в реакторе изотопа ^{135}I , а убывание изотопа ^{135}Xe происходит только за счет β -распада, период полураспада которого больше, чем у ^{135}I . Увеличившаяся вероятность поглощения тепловых нейтронов приводит к уменьшению коэффициента размножения нейтронов или к снижению реактивности реактора. Реактор можно вновь запустить только после распада некоторого количества ядер ^{135}Xe , когда реактивность вновь восстановится. Этот эффект носит название "иодной ямы".

Произведем вычисление продолжительности "иодной ямы". Изменение числа ядер ^{135}I определяется уравнением

$$dN_I = (-\lambda_I N_I + \nu_I)dt, \quad (18.1)$$

где λ_I - постоянная распада ^{135}I , ν_I - концентрация ядер йода, рождающихся в реакторе в 1 сек. Размерность ν_I и N_I [cm^{-3}].

$$\nu_I = \gamma_I \sigma_f N_{U^{235}} \Phi_n = \gamma_I \sigma_f \rho_u \frac{N_A}{A_U} r F_n$$

Здесь σ_f - сечение деления изотопа ^{235}U тепловыми нейтронами; γ_I - среднее число ядер ^{135}I , образующихся в одном акте деления ядра U^{235} ; $N_{U^{235}}$ - число ядер в cm^{-3} ; ρ_u - плотность урана; A_U - атомный вес урана; N_A - число Авогадро; r - доля ядер U^{235} в урановом топливе; F_n - поток нейтронов. Решение этого уравнения имеет вид

$$N_I(t) = \frac{\nu_I}{\lambda_I} (1 - \exp(-\lambda_I t)) \quad N_I^\infty = \frac{\nu_I}{\lambda_I} \quad (18.2)$$

где N_I^∞ - равновесная концентрация ядер йода в работающем реакторе.

Изменение концентрации ядер ^{135}Xe N_{Xe} определяется уравнением

$$dN_{Xe}(t) = (-\lambda_{Xe} N_{Xe} - \nu_{Xe} + \lambda_I N_I)dt \quad (18.3)$$

Первый член в скобках учитывает убыль ядер ^{135}Xe за счет распада; второй - за счет поглощения нейтрона; третий - увеличение числа ядер ^{135}Xe в результате распада ^{135}I . Явный вид второго члена

$$\nu_{Xe} = \sigma_{Xe} \Phi_n N_{Xe} \quad (18.4)$$

σ_{Xe} - сечение поглощения ядрами ксенона тепловых нейтронов и их поток Φ_n соответственно. Подставив в это уравнение явный вид N_I из (18.2), перепишем (18.3) в виде

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} + \lambda_{Xe} N_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi_n N_{Xe} = \nu_I (1 - \exp(-\lambda_I t)) \quad (18.5)$$

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} + a N_{Xe} = \nu_I (1 - \exp(-\lambda_I t)); \quad a = \lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi_n \quad (18.6)$$

Решив это уравнение, получим решение в виде

$$N_{Xe}(t) = \frac{\nu_I (a - \lambda_I) - \nu_I a \exp(-\lambda_I t) + c \exp(-at) a(a - \lambda_I)}{a(a - \lambda_I)} \quad (18.7)$$

Здесь - постоянная, значение которой определим из начального условия $N(0) = 0$.

$$\nu_I(a - \lambda_I) - \nu_I a + ca(a - \lambda_I) = 0 \quad (18.8)$$

$$c = \frac{\nu_I \lambda_I}{a(a - \lambda_I)} \quad (18.9)$$

Подставив в (18.7) явный вид a и c и проводя преобразования, приведем найденное решение к виду:

$$N_{Xe}(t) = \frac{\nu_I}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_n} \left[1 + \frac{\lambda_I}{\lambda_{Xe} - \lambda_I + \sigma_{Xe}\Phi_n} \exp(-(\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_n)t) \right] - \frac{\lambda_I}{\lambda_{Xe} - \lambda_I + \sigma_{Xe}\Phi_n} \exp(-\lambda_I t) \quad (18.10)$$

Если реактор работал долгое время, большее времен распада изотопов $^{135}_{54}Xe$ и $^{135}_{53}I$, т.е. несколько суток, то концентрация $^{135}_{54}Xe$ асимптотически будет стремиться к равновесному значению

$$N_{Xe}^\infty = \frac{\nu_I}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_n} \quad (18.11)$$

Физический смысл этого выражения можно проинтерпретировать следующим образом:

$\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_n$ - это выражение дает вероятность исчезновения ядра $^{135}_{54}Xe$ за счет распада и захвата нейтрона.

$N_{Xe}^\infty(\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_n = \nu_I)$ - это выражение показывает, что число, исчезающих в единицу времени ядер $^{135}_{54}Xe$, равно числу образующихся ядер $^{135}_{53}I$.

Если реактор остановился в момент времени $t = 0$, то уравнение, описывающее количество ядер $^{135}_{54}Xe$, имеет вид

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = -\lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} + \lambda_I \cdot N_I^\infty \quad (18.12)$$

Решение этого неоднородного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами ищем с граничным условием $N_{Xe}(0) = N_I^\infty$, где N_{Xe}^∞ и N_I^∞ - равновесные концентрации ядер ксенона и йода в работающем реакторе (см. формулы (18.11) и (18.1)).

Окончательно получим решение

$$N_{Xe}(t) = N_{Xe}^\infty e^{-\lambda_{Xe}t} + \frac{N_I^\infty \lambda_I}{\lambda_{Xe} - \lambda_I} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_{Xe}t}) \quad (18.13)$$

Это выражение позволяет проследить изменение концентрации ядер $^{135}_{54}Xe$ после остановки реактора. Длительность "йодной ямы" можно оценить, считая, что запуск вновь реактора возможен тогда, когда коэффициент размножения вновь станет больше единицы. Эта оценка не совсем точна, однако порядок длительности необходимой выдержки реактора она дает. Получим выражение для зависимости коэффициента размножения и реактивности от времени после остановки реактора. Формуле четырех сомножителей $k = P_{npr}f\epsilon$ множитель f есть вероятность того, что нейtron будет захвачен ядром U^{235} , которое затем разделится. Кроме этого процесса существуют

и другие процессы взаимодействия нейтрона с ядрами, не приводящие к процессу деления. Будем считать, что захват нейтрона, не сопровождающийся делением, происходит только ядрами U^{238} и $^{135}_{54}Xe$. С учетом сечений всех процессов зависимость f от времени после остановки реактора можно найти из выражения:

$$f(t) = \frac{N_{U^{235}}\sigma_{U^{235}}}{N_{U^{235}}\sigma_{U^{235}} + N_{U^{238}}\sigma_{U^{238}} + N_{^{135}Xe}(t)\sigma_{^{135}Xe}} \quad (18.14)$$

Величина этого множителя и определяется длительность "иодной ямы". Сразу после остановки реактора величина множителя f быстро убывает, так как растет число ядер изотопа $^{135}_{54}Xe$, возникающего при распаде $^{135}_{53}I$, что приводит к увеличению захвата нейтронов в реакторе. После того, как $^{135}_{53}I$ распадается, число ядер $^{135}_{54}Xe$ станет убывать со скоростью, определяемой временем жизни этого изотопа; соответственно начнет убывать число захватов нейтрона изотопом $^{135}_{54}Xe$, множитель f начнет нарастать. Когда значение коэффициента размножения нейтронов в реакторе достигнет величины $k > 1$, станет возможным запуск реактора. Срок длительности "иодной ямы" зависит от величины плотности потока нейтронов и может достигать нескольких суток.

На рис. 18.1 показана зависимость k от времени, протекшего после остановки реактора. Четыре кривых соответствует значениям плотности потока нейтронов $5 \cdot 10^{13}, 1 \cdot 10^{14}, 5 \cdot 10^{14}, 1 \cdot 10^{15}$ нейтронов/(сек·см²). Для этих значений значение $k > 1$ достигается через 25, 37, 61 и 71 часов после остановки. Обратим внимание на то, что после остановки значение, к которому асимптотически стремится k , превышает значение k , соответствующее стационарной работе реактора. Это происходит потому, что за время остановки реактора содержание изотопа $^{135}_{54}Xe$ падает до уровня меньшего, чем то, которое существует в работающем реакторе, и соответственно вырастает значение k и остается таким до запуска реактора. В работающем реакторе начинается увеличение содержания $^{135}_{54}Xe$, которое будет расти до некоторого уровня, определяемого потоком нейтронов. Величина k при этом падает до стационарного значения.

Выработка изотопа $^{135}_{54}Xe$ может привести к периодическим колебаниям пространственного распределения мощности в объеме реактора. Пусть, например, в правой части объема реактора случайно повысилась мощность. Это приведет к большему выгоранию ксенона, что вызовет дальнейший рост мощности. Если мощность реактора регулируется слежением за его полной мощности, то для восстановления прежней мощности потребуется уменьшить усредненный по объему реактора коэффициента размножения нейтронов. Уменьшение потока в результате снижения мощности приведет к уменьшению скорости возникновения $^{135}_{53}I$ и накопления $^{135}_{54}Xe$ в левой части, что приведет к росту мощности в этой части. Через некоторое время накопление $^{135}_{53}I$

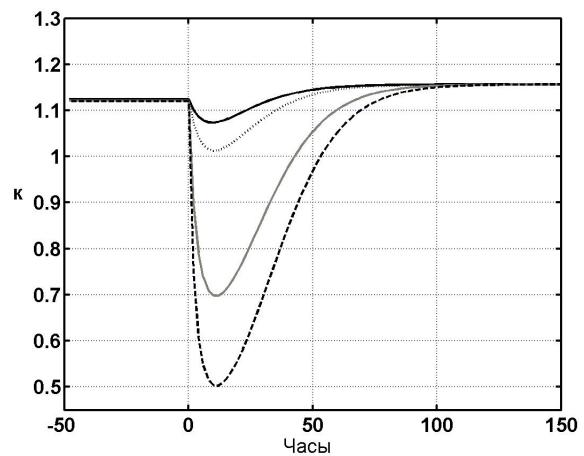


Рис. 18.1. Зависимость коэффициента размножения нейтронов в реакторе от времени, протекшего после остановки реактора.

и его распад в $^{135}_{54}Xe$ приведут к уменьшению потока нейтронов в правой части объема реактора. Распределение потока нейтронов начнет возрастать в левой части и уменьшаться в правой. Дальнейшая регулировка мощности реактора в начале усилит это перекос потока. Таким образом, в реакторе возникают периодические колебания в распределении потока нейтронов по объему реактора, сопровождаемые колебаниями распределения мощности. В существующих реакторах период этих колебаний порядка суток. Этот эффект получил название ксеноновых волн.

Существование этого эффекта опасно, т.к. локальное увеличение мощности может вызвать локальный перегрев, способный повредить конструкционные элементы реактора. Для ликвидации этого эффекта нужно систему регулирования мощности реактора проектировать так, что бы система следила не только за усредненной мощностью реактора, но и за распределение ее по объему, и соответственно могла регулировать выделение мощности независимо в отдельных частях реактора.

Кроме йодной ямы при остановке реактора может произойти эффект, называемый "прометиевой смертью". Суть его состоит в следующем. При работе реактора образуется изотоп ^{149}Sm , так же большим сечением захвата нейронов $6 \cdot 10^4$ барн. Этот изотоп является конечным продуктом цепочки распада $^{149}Pm \rightarrow ^{149}Sm$, происходящим с периодом полураспада 53 часа. Изотоп ^{149}Sm стабилен. После остановки реактора его концентрация начинает возрастать из-за распада ^{149}Pm , стремясь к асимптотическому значению. Это значение может быть найдено по тем же формулам, что и для изменения концентрации ^{135}Xe с соответствующими изменениями. При нарастании концентрации ^{149}Sm реактивность реактора падает, так же стремясь к асимптотическому значению. Если реактивность упала до такого значения, что запуск реактора становится невозможным, то эта ситуация будет сохраняться и в будущем. Для запуска реактора необходимо увеличить реактивность, например подъемом стержней регулирования. После запуска реактора концентрация ^{149}Sm начнет уменьшаться из-за выгорания этого изотопа. Увеличение реактивности должно компенсироваться положением стержней регулирования.

19 Ядерное топливо.

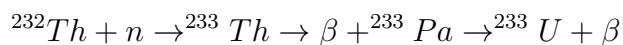
В качестве ядерного топлива может использоваться изотоп, имеющий достаточное сечение деления при взаимодействии с нейтронами. Существующие в природной среде такие изотопы немногочисленны. Наиболее важны изотопы урана, содержащиеся в естественном уране – ^{238}U и ^{235}U ; первый способен делиться только быстрыми нейтронами, второй и тепловыми. Сечение деления при захвате теплового нейтрона ядром ^{235}U 580 барн, что существенно выше, чем сечение деления быстрыми нейтронами ~ 1 барн для этих изотопов урана. Других элементов, способных делиться под действием нейтронов с энергией меньшей 10 МэВ, в природе не встречается. Исключение составляет ^{232}Th , он делится только быстрыми нейтронами, но сечение этого процесса мало ~ 0.2 барн.

Запасы урана в природе ограничены: современные оценки этой величины лежат от 5 до 11 миллионов тонн, из них в России находится от 0.6 до 1 миллиона тонн. Прогнозы потребностей России в энергии до 2030 г. показывают, что практически все эти запасы урана будут к этому сроку использованы. Это произойдет, если основой ядерной энергетики будут по прежнему являться реакторы на медленных нейтронах.

Следует иметь в виду, что в таком реакторе при производстве одного мегаватта электрической мощности создается 250 кг делящихся изотопов плутония. Современная технология не использует переработку отработанного ядерного топлива. Извлечение этих делящихся изотопов привело бы к 20 - 25% сокращению в потребности в природном уране.

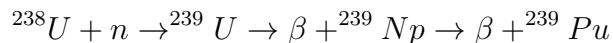
Перспективным является использование в ядерных реакторах изотопа ^{232}Th . Естественный торий не содержит изотопов, делящихся тепловыми нейtronами. Его использование связано с получением изотопа ^{233}U , имеющего лучшие топливные ядерные характеристики, чем изотоп ^{235}U (см. таблицу 12.1). Привлекательность использования ^{232}Th связана с его относительно широкой распространностью в природе. В каждой тонне гранита содержится 3 г урана и 12 г тория.

Образование ^{233}U происходит при захвате нейтрона



Период полураспада ^{233}Th составляет 22.2 мин, ^{233}Pa - 27 сут. Осуществление на практике торий - уранового процесса сопряжено с большими трудностями при радиохимическом извлечении ^{233}U , связанных с высокой радиоактивностью топлива. Торий - урановый процесс был реализован в исследовательской практике.

Другим перспективным ядерным топливом является изотоп ^{239}Pu , образующийся в ядерных реакторах, работающих на тепловых нейтронах. Сечение деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами велико 742 барн, число мгновенных нейтронов деления $\nu = 2.11$. Такие значения свидетельствуют о том, что ^{239}Pu пригоден для использования в энергетических реакторах. Процесс, в котором создаются изотопы плутония в реакторе на медленных нейтронах состоит в следующем:



Период полураспада ^{239}U составляет 23.5 мин, ^{239}Np - 2.35 сут. При образовании ^{239}Pu расходуется ^{238}U , который в реакторе на тепловых нейтронах является балластом, поглощающим нейтроны и не делящимся при этом. Привлекательной является такая конструкция реактора, в которой захват нейтрона сырьевыми материалами приводил бы к образованию делящегося топлива в большем количестве, чем его потребляется при делениях. Для этого необходимо, чтобы параметр η был заметно больше 2. Но в реакторах, работающих на смеси изотопов урана и на медленных нейтронах, это условие не выполняется, поэтому расширенного производства топлива в этих реакторах достигнуть невозможно.

Получим выражение для скорости образования нового изотопа в ядерном реакторе. Рассмотрим упрощенную схему ядерного реактора на тепловых нейтронах, содержащего: 1) ядерное топливо, состоящее из двух изотопов, причем первый изотоп делится тепловыми нейтронами, второй не делится; 2) замедлитель. При захвате нейтрона вторым изотопом возникает новый элемент, способный делится под действием тепловых нейтронов. Для реактора с урановым топливом - первый изотоп есть ^{235}U , второй - ^{238}U , возникающий элемент ^{239}Pu . Расчет будем вести для одного акта деления первого изотопа.

При захвате одного теплового нейтрона рождается η нейтронов деления. Для учета деления ядер быстрыми нейтронами заменим это число на $\epsilon\eta$.

В процессе замедления часть этих нейтронов деления исчезнет в процессе радиационного захвата ядрами ^{238}U , что приведет к рождению ядер нового топлива в количестве

$$\epsilon\eta(1-p) \text{ штук} \quad (19.1)$$

При захвате одного теплового нейтрона ^{235}U ядром рождается $\epsilon\eta pf$ новых тепловых нейтронов.

Из них будет захвачено в ^{238}U и соответственно возникнет ядер нового топлива в количестве

$$\epsilon\eta pf \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}} \quad (19.2)$$

Из них же будет захвачено в ^{235}U и вызовет деление ядер ^{235}U и соответственно вызовет исчезновение ядер топлива в количестве

$$N_{dis} = \epsilon\eta pf \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}} \quad (19.3)$$

Всего возникнет ядер нового топлива (сумма уравнений 19.1 и 19.2)

$$N_{newfuel} = \epsilon\eta(1-p) + \epsilon\eta pf \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}} \quad (19.4)$$

Определим коэффициент воспроизведения топлива C как отношение числа вновь возникших ядер топлива $N_{newfuel}$ к числу исчезнувших ядер топлива N_{dis}

$$C = \frac{N_{newfuel}}{N_{dis}} = \frac{\epsilon\eta(1-p) + \epsilon\eta pf \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}}}{\epsilon\eta pf \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}}} \quad (19.5)$$

Учтем, что $k_\infty = \epsilon\eta pf$ есть коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде. Во всех случаях он близок к 1. Если принять $k_\infty = 1$, то C примет вид

$$C = \frac{\epsilon\eta(1-p) + \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a2} + \Sigma_{a1}}}{\frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}}} = \epsilon\eta(1-p) \frac{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1}} + \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1}}$$

По определению

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_{f1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{a2}}$$

Подставив это выражение в предыдущее равенство, получим

$$C = \epsilon(1-p)\nu \frac{\Sigma_{f1}}{\Sigma_{a1}} + \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1}} \quad (19.6)$$

Применим полученное выражение для вычисления коэффициента конверсии для реактора на тепловых нейтронах и использующего естественный уран. Для вычисления зададим значения $\epsilon = 1.03$, $p = 0.9$.

$$\Sigma_a^{235} = \sigma_a^{235} n_{235} = \sigma_a^{235} \rho_U (N_A/A) \cdot 0.072$$

$$\Sigma_a^{238} = \sigma_a^{238} n_{235} = \sigma_a^{238} \rho_U (N_A/A) \cdot 0.9928$$

$$\frac{\Sigma_a^{238}}{\Sigma_a^{235}} = \frac{\sigma_a^{238}}{\sigma_a^{235}} \cdot \frac{0.9928}{0.072} = \frac{2.70}{683} \cdot \frac{0.9928}{0.072} = 0.547$$

$$\nu \frac{\Sigma_f^{235}}{\Sigma_a^{235}} = \nu \frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_a^{235}} = 2.42 \cdot \frac{582}{683} = 2.06$$

$$C = 1.03 \cdot 0.1 \cdot 2.06 + 0.547 = 0.759$$

Полученный результат свидетельствует о том, что в реакторе, работающем на на тепловых нейтронах, использующим в качестве топлива естественный уран, расширенное воспроизведение топлива невозможно. Может быть, следует использовать обогащенное топливо? Возьмем уран, содержащий 5% ^{235}U . В последнем выражении для C изменится только последнее слагаемое: оно вместо 0.547 станет 0.075, так что величина C уменьшится до 0.622. Может показаться странным, что в более обогащенном топливе коэффициент конверсии падает. Выразим C через концентрацию изотопов ^{235}U и ^{238}U c_5 и c_8 соответственно.

$$C = \varepsilon(1-p)\nu \frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_a^{235}} + \frac{\sigma_a^{238}}{\sigma_a^{235}} \frac{c_8}{c_5}$$

Отсюда видно, что увеличение концентрации изотопа ^{235}U уменьшает величину второго члена в равенстве, а первый член от концентрации не зависит.

Разберемся теперь в физической причине этого вывода. Первый член в формуле для C учитывает рождение ядер нового топлива, возникающего при резонансном захвате образовавшихся в одном акте деления быстрых нейтронов вторым изотопом, в рассматриваемом случае ^{238}U . Эта величина слабо зависит от концентрации делящихся ядер, концентрация ^{238}U все равно близка к 1. Второй член учитывает образование ядер нового топлива при захвате изотопом ^{238}U теплового нейтрона, также возникшего из нейтронов одного акта деления. Но число таких захватов при росте концентрации изотопа ^{235}U начнет падать, так как больше тепловых нейтронов будет захватываться этим изотопом.

Перспективным для расширенного воспроизведения топлива является реактор, работающий на на тепловых нейтронах и использующий в качестве топлива делящийся изотоп ^{233}U и сырьевой изотоп ^{232}Th . В реакторе при захвате теплового нейтрона в реакции $^{232}Th + n \rightarrow ^{233}U$ воспроизводится топливо.

Оценим необходимую концентрацию ^{233}U для осуществления воспроизведения этого изотопа. Для этой комбинации топлива и сырья уравнение (19.6) принимает вид

$$C = \varepsilon(1-p)\nu^{233} \frac{\sigma_f^{233}}{\sigma_a^{233}} + \frac{\varrho_{232}}{\varrho_{233}} \cdot \frac{\sigma_a^{232}}{\sigma_a^{233}} \cdot \frac{c_{232}}{c_{233}}$$

Подставим в это уравнение табличные значения и выберем $\epsilon = 1.03$, $p = 0.9$

$$C = 1.03 \cdot 0.1 \cdot 2.29 \cdot \frac{525}{575} + \frac{11.7}{19.1} \cdot \frac{7.56}{575} \cdot \frac{c_{232}}{c_{233}}$$

Найдем отношение концентраций, при котором значение $C = 1$

$$1 = 0.215 + 8.0 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{c_{232}}{c_{233}}; \quad \frac{c_{232}}{c_{233}} = 98.1; \quad c_{233} = 0.01$$

Эта оценка показывает, что в принципе расширенное воспроизводство топлива возможно в реакторе на тепловых нейтронах, использующем уран - ториевый цикл. Наша оценка весьма качественная, т.к. слишком многое не учтено: утечка нейтронов, захват их замедлителем, теплоносителем и т.п. В реакторе на тепловых нейтронах создаются и другие изотопы плутония в процессе последовательного захвата нейтронов. Одновременно с образованием этих изотопов они участвуют и в реакциях деления, так что их концентрация асимптотически стремится к постоянному уровню.

Количество энергии, выделяемой топливом массой M , при прохождении флюенса φt , где φ - плотность потока нейтронов, t - время экспозиции, равно

$$E = \frac{MN_A}{A} \sigma_f \chi \varphi t$$

N_A - число Авогадро, σ_f - сечение деления, χ - средняя энергия, выделяемая при делении ядра (~ 200 МэВ). Назовем величину E/M глубиной выгорания топлива. Для условного реактора на чистом ^{235}U глубина выгорания топлива равна

$$\frac{E}{M} = 5.5 \varphi t \quad (19.7)$$

в единицах $M\text{Bt}\cdot\text{сум}/m$

На рис. 19.1, 19.2 (заимствованными из монографии [13]) показана динамика выгорания и накопления изотопов и ход реактивности реактора. При глубине выгорания 7500 $M\text{Bt}\cdot\text{сум}/m$ (естественного урана) концентрация ^{239}Pu становится больше концентрации ^{235}U . Сечение деления тепловыми нейтронами ^{239}Pu больше, чем у ^{235}U , поэтому число делений в реакторе ядер ^{239}Pu станет больше числа делений ^{235}U , что изменит реактивность реактора.

Процесс изменения реактивности реактора в процессе работы определяется многими факторами. В формуле, определяющей коэффициент размножения нейтронов $k_\infty = \eta \epsilon r f$ (формула (13.1)) параметры ϵ и r в реакторе на естественном уране остаются практически неизменными, т.к. они определяются концентрацией изотопа ^{238}U , которая почти постоянна. Все изменения определяются величиной ηf . Концентрация ^{239}Pu растет медленнее, чем сгорание ^{235}U , но большее значение сечения поглощения ^{239}Pu по сравнению с ^{235}U с избытком компенсирует уменьшение концентрации делящихся ядер. Это приводит к росту коэффициента теплового использования f , одновременно растет и η у ^{239}Pu .

С ростом флюенса нейтронов концентрация ^{239}Pu достигает асимптотического значения и с дальнейшим ростом флюенса реактивность начинает уменьшаться за счет уменьшения концентрации делящихся изотопов. При глубине выгорания 3000 $M\text{Bt}\cdot\text{сум}/m$ реактивность возвращается к начальному значению и далее уменьшается при выгорании топлива.

Реактор, использующий легкую воду в качестве замедлителя, вырабатывает 250 кг плутония в год на каждый мегаватт электрической энергии, которая составляет 1/3 от энергии, определяемой формулой (19.7).

Возможно использовать накопленный плутоний как топливо в реакторах на тепловых нейтронах. Но для этого нужно осуществить выделение плутония из отработанного ядерного топлива. Это сложная и радиационно опасная технология, которой обладают немногие страны.

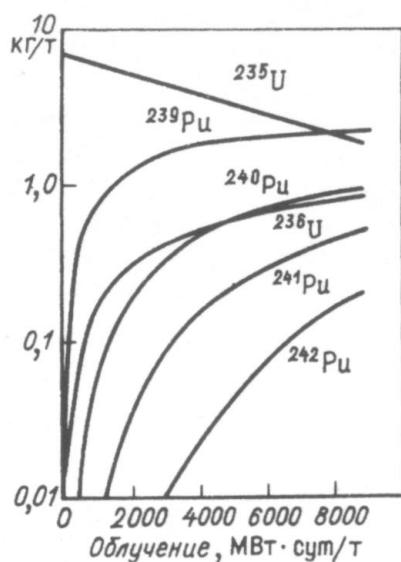


Рис. 19.1. Выгорание ^{235}U и на-
копление изотопов плутония в ре-
акторе на естественном уране.

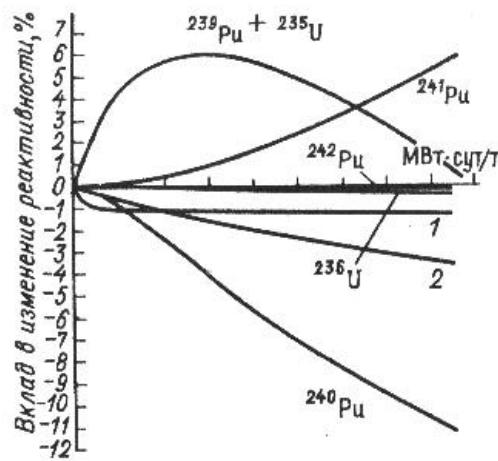


Рис. 19.2. Изменение реактивности ре-
актора. Вклад в реактивность продуктов деления, 1 -
сильно поглощающих нейтроны, 2 - слабопо-
глощающих.

Накопление плутония вызывает опасность использования его как материала для производства ядерного оружия.

Накопление ^{239}Pu (см. рис. 19.1), делящегося тепловыми нейтронами, приводит к росту реактивности (см. рис. 19.2). После того, как содержание ^{239}Pu перестает расти и останавливается и рост реактивности. С дальнейшим ростом флюенса реактивность убывает из-за уменьшения количества делящихся изотопов, накопления изотопа ^{240}Pu , обладающего большим сечением резонансного захвата.

Изотопы ^{240}Pu , ^{241}Pu образуются в процессе последовательного захвата нейтронов. Если урановое топливо длительное время использовалось в реакторе, то накопление изотопов плутония начинает играть важную роль в процессах, происходящих в реакторе. ^{240}Pu имеет большое сечение поглощения нейронов (240 барн), приводящее к образованию ^{241}Pu .

Этот изотоп имеет сечение деления и среднее число нейтронов деления ν существенно большее, чем у изотопа ^{239}Pu . Использование топлива со значительной концентрацией ^{240}Pu можно увеличить длительность работы реактора без замены топлива. Причины этого состоят в том, что ^{240}Pu , обладая большим, чем ^{238}U сечением захвата нейтронов, начинает быстрее выгорать, что приводит к росту реактивности. К этому же приводит и большая величина ν у образующегося ^{241}Pu .

20 Процессы изготовления ядерного топлива из урана.

Уран сравнительно распространенный в естественной среде элемент. Он встречается в виде оксидных соединений UO_2 , U_3O_8 .

Основным методом обогащения урана изотопом ^{235}U является метод газовой диффузии. Для этого химическими методами производят газообразный гексафторид урана UF_6 . Этот газ заставляют диффундировать через пористую перегородку при некотором перепаде давлений с разных сторон перегородки. Поток молекул данной массы обратно пропорционален квадратному корню из массы молекулы (закон Кнудсена). При прохождении одной перегородки обогащение составит

$$\left(\frac{m(^{238}U) + 6m(F)}{m(^{235}U) + 6m(F)} \right)^{1/2} = \left(\frac{346}{343} \right)^{1/2} = 1.0044$$

Эта величина очень мала, поэтому для получения нужного обогащения установка должна содержать много мембран, через которые газ должен проходить последовательно.

Основной элемент установки для обогащения представляет камеру, разделенную на две части мелкопористой перегородкой. Газ поступает под давлением в одну половину и диффундирует во вторую. Продиффундировавший газ сжимается и поступает в следующую ячейку. Число таких ячеек зависит от необходимой степени обогащения. Для получения урана, содержащего 90% ^{235}U , число таких ячеек может составить несколько тысяч.

Этот метод является весьма дорогим. UF_6 химически активное соединение, поэтому неразрушающаяся перегородка может быть изготовлена из небольшого числа материалов. Используют алюминий и никель; необходимая стойкость перегородки возникает из-за образования на поверхности фторидной пленки.

Другой способ разделения основан на разделении молекул с разной массой в газовой центрифуге, вращающейся с большой скоростью. Это устройство представляет собой узкий вертикальный цилиндр (см. рис. 20.1), вращающийся вокруг своей оси с большой скоростью. Тяжелый изотоп концентрируется на периферии цилиндра, легкий - вблизи его оси. Из-за различий плотности смесь перемещается вдоль оси вверх, а по периферии - вниз. Большое преимущество центрифугирования состоит в зависимости коэффициента разделения от абсолютной разницы в массе, а не от отношения масс. Центрифуга одинаково хорошо работает и с легкими и с тяжелыми элементами. Степень разделения пропорциональна квадрату отношения скорости вращения к скорости молекул в газе. Отсюда очень желательно как можно быстрее раскрутить центрифугу. Типичные линейные скорости вращающихся роторов 250-350 м/с, и до 600 м/с в усовершенствованных центрифугах.

Топливо в современных ядерных реакторах представляет соединения урана, например UO_2 . Из порошка двуокиси урана методом прессования и спекания изготавливают таблетки, которые собирают в тонкостенной трубке из нержавеющей стали

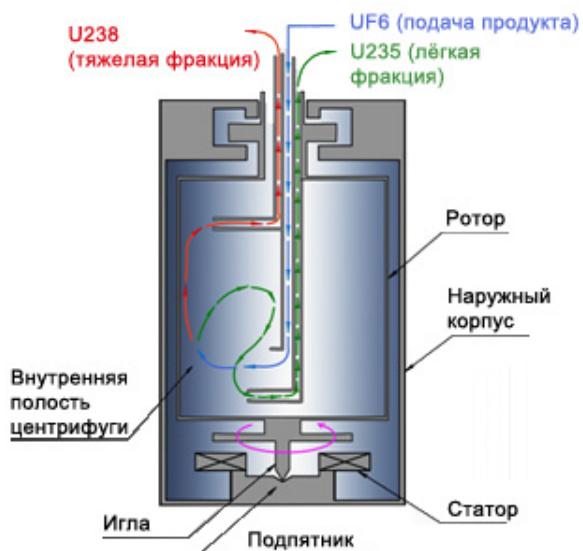


Рис. 20.1. Схема газовой центрифуги.

или циркония. Используется и другая технология, состоящая в наполнении трубы порошком UO_2 с последующим уплотнением его на вибростенде. Этот стержень и есть тепловыделяющий элемент - твэл. Несколько твэлов крепятся решетками, расположенными по их длине. Эта конструкция называется кассетой. Между топливом и оболочкой создается зазор, заполняемый гелием. Это исключает химическую реакцию между материалом оболочки и топливом.

21 Российские реакторы на тепловых нейтронах.

В настоящее время на 10 атомных станциях России эксплуатируется 31 энергоблок установленной мощностью 23242 МВт, из них 15 реакторов с водой под давлением - 9 ВВЭР-1000, 6 - ВВЭР-440, 15 канальных кипящих реакторов - 11 РБМК-1000 и 4 ЭГП-6, 1 реактор на быстрых нейтронах.

Далее рассмотрим конструкцию наиболее распространенных в России ядерных реакторов. Материалы этого раздела базируются на технической документации, размещенной на различных сайтах в сети.

21.1 Канальный реактор

Канальный реактор состоит из системы отдельных каналов, пространство между которыми заполнено замедлителем нейтронов. Тепловыделяющие элементы с ядерным топливом размещаются внутри каждого канала и охлаждаются индивидуальным потоком теплоносителя. Подвод и отвод теплоносителя в канале осуществляется по трубопроводам. Таким образом, один канал представляет функционально независимое устройство, в котором происходит деление ядер, генерируется тепло, отводимое для производства электрической мощности.

Канальный реактор из-за конструктивных особенностей принципиально не имеют ограничений размеров активной зоны, что при намечающейся тенденции увеличения единичных мощностей реакторов выгодно отличает их от корпусных реакторов, для которых увеличение мощности и соответственно размеров активной зоны сопряжено с трудностями в изготовлении, транспортировке и монтаже больших корпусов. Разделение теплоносителя и замедлителя в канальном реакторе обеспечивает хороший баланс нейтронов и эффективный теплосъем в активной зоне. Это достигается соответствующим подбором вещества замедлителя и теплоносителя. Широкое развитие получили канальный реактор, в которых замедлителем является графит, имеющий удовлетворительные ядерные характеристики, а теплоносителем - обычная вода с ее хорошими теплофизическими свойствами.

В канальном реакторе с помощью специальных машин возможна перегрузка топлива на ходу, т. е. без остановки и расхолаживания реактора, что улучшает экономические показатели энергетической установки и обеспечивает бесперебойное снабжение потребителей электроэнергией. Наличие активной зоны, состоящей из отдельных каналов, позволяет организовать индивидуальный контроль за состоянием каждой топливной сборки и в случае повреждения произвести ее немедленную замену. Однако, ввиду значительных размеров активной зоны канального реактора, ее удельная нагрузка в несколько раз ниже, чем, например, в корпусных реакторах, и обычно не превышает в среднем 15 к W/m на 1 л активной зоны. Наличие разветвленной сети тру-

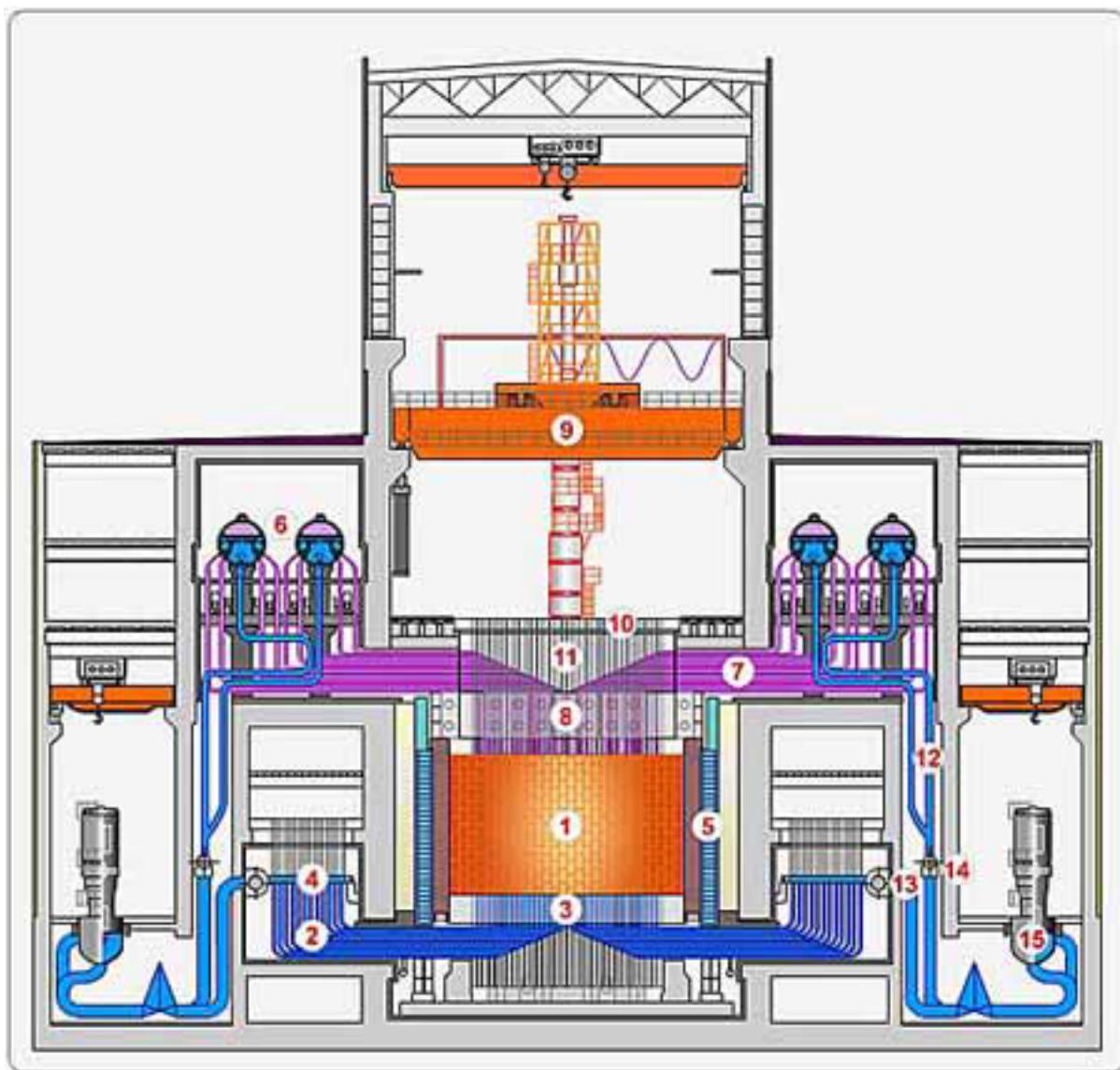


Рис. 21.1. Реактор на тепловых нейтронах РБМК-1000 на ЛАЭС. 1. Активная зона 2. Трубопроводы водяных коммуникаций 3. Нижняя биологическая защита 4. Раздаточный коллектор 5. Боковая биологическая защита 6. Барабан-сепаратор 7. Трубы пароводяных коммуникаций 8. Верхняя биологическая защита 9. Разгрузочно-загрузочная машина 10. Съемный плитный настил 11. Тракты топливных каналов 12. Опускные каналы 13. Напорный коллектор 14. Всасывающий коллектор 15. ГЦН

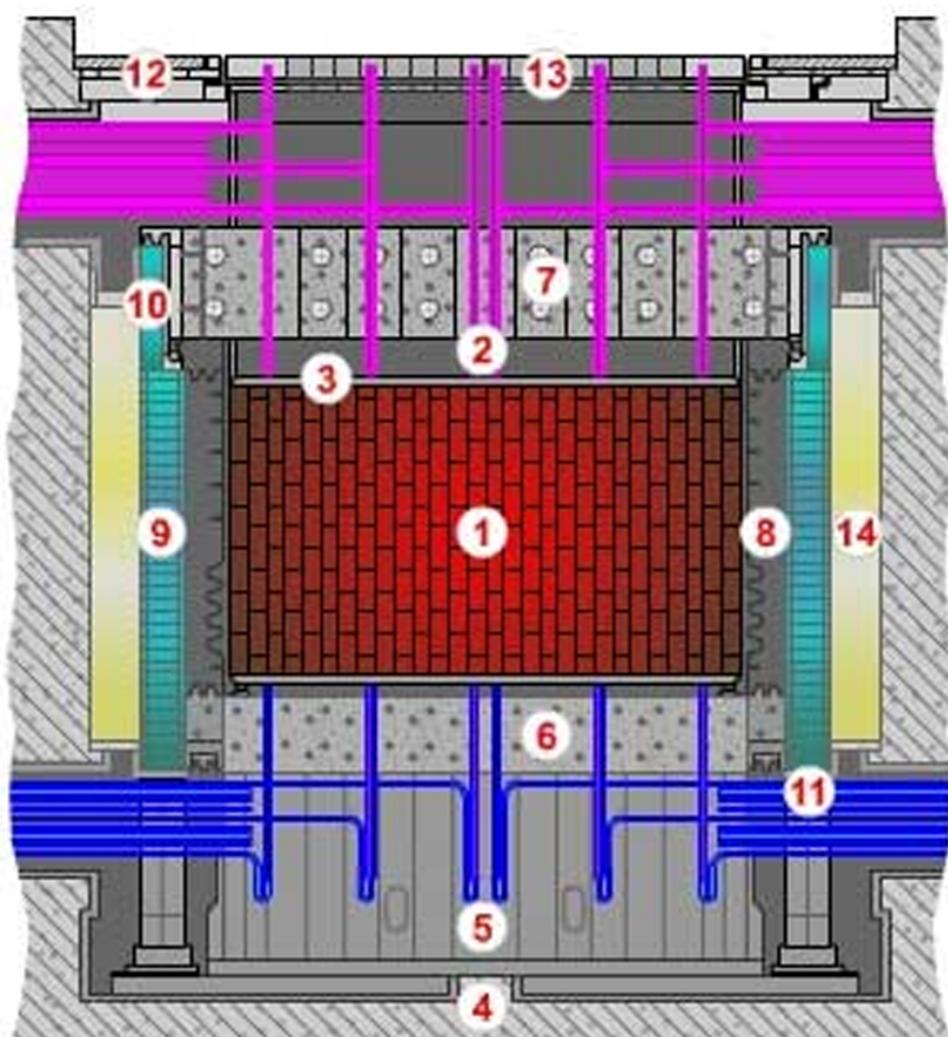


Рис. 21.2. Металлоконструкции реактора: 1. Графитовая кладка 2. Технологические каналы 3. Реакторное пространство 4. Бетонная шахта 5. Опорная конструкция реактора, изготовленена в виде "креста" и передает нагрузки от реактора на крестообразную фундаментную плиту из жаропрочного бетона на дне шахты реактора. 6. Несущая конструкция-графитовой кладки и труб нижних водяных коммуникаций, состоит из цилиндрической обечайки, верхней и нижней решеток. В отверстия решеток вварены тракты для топливных каналов и каналов системы управления и защиты реактора. Полость конструкции засыпана серпентинитом. 7.Несущая конструкция для каналов, кассет, оборудования системы управления и защиты, труб пароводяных коммуникаций и плитного настила 8. Цилиндрический кожух реактора с блоком компенсаторов вместе со схемами 6 и 7 образует герметичное реакторное пространство (РП). 9. Опорная конструкция для схемы 7, усилия от которой передаются через 16 катковых опор. 10. Кольцевые баки боковой биологической защиты. Резервуары разделены на 16 герметичных отсеков, заполненных водой, циркуляция и охлаждение воды осуществляется насосно-теплообменной установкой. 11. Перекрытие снизу монтажный проем между стеной шахты и схемой 8, заполненный песчаной засыпкой. 12.Вместе с плитным настилом образуют защиту центрального зала от излучений реактора. 13. Плитный настил 14. Песчаная засыпка

бопроводов, подводящих и отводящих теплоноситель к каналам реактора, усложняет его компоновку и обслуживание и увеличивает вероятность возникновения неплотностей и течей.

Канальные реакторы различных типов получили широкое распространение во многих странах мира. В качестве замедлителя нейтронов в канальном реакторе используется графит, тяжелая вода, бериллий, в качестве теплоносителя - обычная вода, пароводяная смесь, перегретый пар, углекислый газ и т.д. Преимущества канальных реакторов состоят в хороших экономических характеристиках и в отсутствии ограничений по увеличению единичной мощности, несмотря на небольшую энергонапряженность их активной зоны.

Рассмотрим более подробно конструкцию канального реактора на примере реактора РБМК-1000, работающим более 30 лет на Ленинградской атомной станции в г. Сосновый Бор.

Этот реактор является реактором с неперегружаемыми каналами, в отличие от реакторов с перегружаемыми каналами: тепловыделяющие стержни (ТВС) и технологический канал являются раздельными узлами. К установленным в реактор каналам с помощью неразъемных соединений подсоединенны трубопроводы - индивидуальные тракты подвода и отвода теплоносителя. Загружаемые в каналы ТВС крепятся и уплотняются в верхней части стояка канала. Таким образом, при перегрузке топлива не требуется размыкания тракта теплоносителя, что позволяет осуществлять ее с помощью соответствующих перегрузочных устройств без остановок реактора.

При создании таких реакторов решалась задача экономичного использования нейтронов в активной зоне реактора. С этой целью оболочки твэлов и трубы канала изготовлены из слабо поглощающих нейтроны циркониевых сплавов. Пароводяная смесь после активной зоны попадает по индивидуальным трубам в барабаны-сепараторы, после которых насыщенный пар направляется в турбины, а отсепарированная циркуляционная вода после ее смешения с питательной водой, поступающей в барабаны-сепараторы от турбоустановок, с помощью циркуляционных насосов подается к каналам реактора.

Эффективность канальных реакторов типа РБМК в значительной степени зависит от мощности, снимаемой с каждого канала. Распределение мощности между каналами зависит от плотности потока нейтронов в активной зоне и выгорания топлива в каналах. При этом существует предельная мощность, которую нельзя превышать ни в одном канале. Это значение мощности определяется условиями теплосъема.

Проект РБМК был разработан на электрическую мощность 1000 МВт, чему при выбранных параметрах соответствовала тепловая мощность реактора 3200 *MWt*. В таблице 21.1 приведены основные технические характеристики этого реактора.

На рис. 21.1 и 21.2 изображены разрезы реактора и металлоконструкций РБМК-1000.

Реактор РБМК-1000 представляет собой систему, в которой в качестве замедлителя используется графит, в качестве теплоносителя - легкая вода, в качестве топлива - двуокись урана. Реактор состоит из набора вертикальных каналов, вставленных в цилиндрические отверстия графитовых колонн, и верхней и нижней защитных плит (см. рис. 21.3). Легкий цилиндрический корпус (кожух) замыкает полость графитовой кладки. Кладка состоит из собранных в колонны графитовых блоков квадратного сечения с цилиндрическими отверстиями по оси. Кладка опирается на нижнюю

Таблица 21.1. Характеристики реактора РБМК-1000.

Мощность реактора, kBm :	
тепловая	$3,2 \cdot 10^6$
электрическая	$1 \cdot 10^6$
Расход теплоносителя через реактор, $m/\text{ч}$	37500
Температура теплоносителя, $^{\circ}C$:	
на входе в активную зону	270
на выходе из активной зоны	284
Максимальная мощность канала, kBm	3000
Расход теплоносителя,	
в канале максимальной мощности, $m/\text{ч}$	29.4
Минимальный запас до критической мощности	1.04
Высота активной зоны, m	7.0
Диаметр активной зоны, m	11.8
Шаг технологической решетки, $мм$	250 x 250
Количество топливных каналов	1693
Обогащение топлива, %	2.4
Средняя глубина выгорания извлекаемого топлива, $MВt сут/кг$	22.5
Максимальная температура графита в отдельных точках, $^{\circ}C$	700
Максимальная температура поверхности циркониевой трубы технологического канала, $^{\circ}C$	325

плиту, которая передает вес реактора на бетонную шахту. Топливные каналы и каналы регулирующих стержней проходят через нижние и верхние металлоконструкции. Приводы регулирующих стержней расположены над активной зоной в районе верхней защитной конструкции реакторного зала.

Топливо в виде таблеток помещено в оболочку из сплава циркония и ниобия. Твэлы длиной 3644 мм по восемнадцать штук собраны в виде цилиндрического пучка в тепловыделяющую сборку. Две сборки, расположенные одна над другой, собранные на одном центральном стержне, образуют тепловыделяющую кассету, которая устанавливается в каждый топливный канал. Перегрузка топлива осуществляется на мощности с помощью разгрузочно-загрузочной машины, расположенной в центральном зале. Один-два топливных канала могут быть перегружены каждый день.

Приблизительно 95% энергии, выделяющейся в результате реакции деления, прямо передается теплоносителю. Около 5% мощности реактора выделяется в графите от замедления нейтронов и поглощения гамма-квантов. Для снижения термического сопротивления и предотвращения окисления графита полость кладки заполнена циркулирующей смесью газов гелия и азота, которая служит одновременно и для контроля целостности каналов по изменению влажности и температуры газа. Под нижней и над верхней плитами имеются пространства для разводки труб водяных коммуникаций от раздаточных коллекторов к каждому каналу и труб пароводяных коммуникаций от каждого канала к барабан-сепараторам.

На рисунке 21.3 представлен фрагмент графитовой кладки и конструкций реакторного пространства.

Графитовая кладка реактора выполняет функции замедлителя и отражателя. Кладка имеет цилиндрическую форму диаметром 18 м и высотой 8 м и составлена из 2488 графитовых колонн с осевыми отверстиями. Колонны набраны из графитовых блоков квадратного сечения 250 x 250 мм высотой 600 мм и опираются на опорные плиты. Четыре крайних ряда колонн образуют по окружности кладки кольцо бокового отражателя толщиной 880 мм. Верхний и нижний слои графита кладки высотой по 500 мм выполняют функции торцевых отражателей. Сверху колонны покрыты защитными плитами.

На защитных плитах колонн активной зоны смонтированы фланцы, на плитах периферийных колонн отражателя - направляющие патрубки, при помощи которых

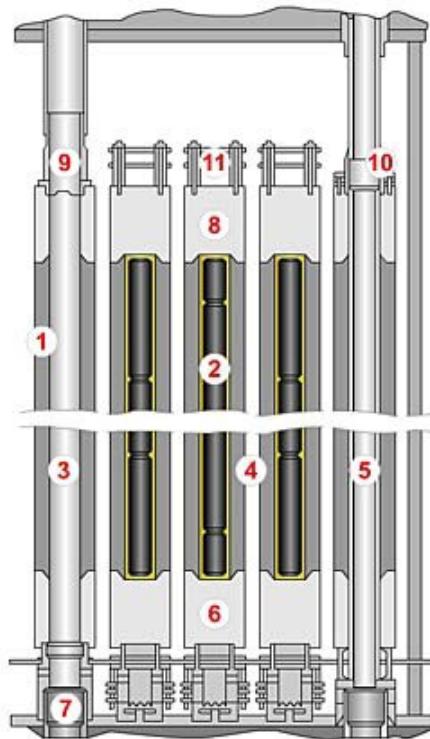


Рис. 21.3. 1. Графитовые блоки. 2. Графитовые стержни. 3. Колонна активной зоны. 4. Колонны отражателя. 5. Периферийная колонна отражателя. 6. Опорные плиты. 7. Опорные стаканы. 8. Защитные плиты. 9. Фланцы. 10. Направляющие патрубки. 11. Теплозащитные экраны.

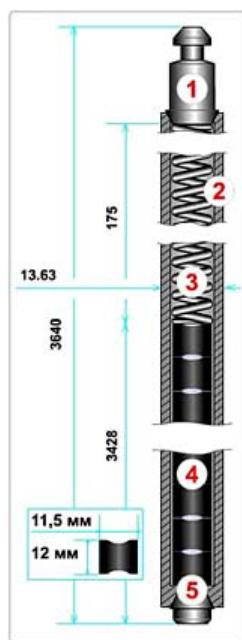


Рис. 21.4. ТВЭЛ.1. Наконечник. 2. Оболочка. 3. Пружинный фиксатор. 4. Топливный столб. 5. Заглушка.

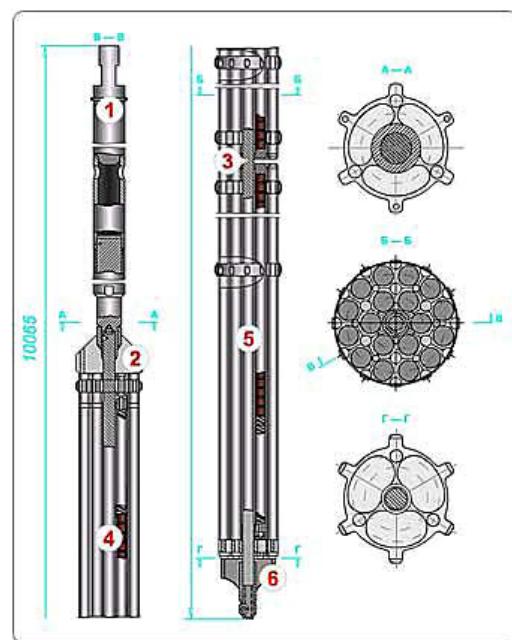


Рис. 21.5. ТВС:1. Подвеска. 2. Направляющий хвостовик. 3. Несущий стержень. 4. Верхняя тепловыделяющая сборка. 5. Нижняя тепловыделяющая сборка. 6. Наконечник.

колонны центруются относительно трактов. Соединение фланцев и патрубков с трактами - подвижное, что позволяет компенсировать температурные расширения кладки.

Оевые отверстия колонн активной зоны служат для установки топливных каналов и каналов системы управления и защиты, отверстия периферийных колонн отражателя для каналов охлаждения отражателя. Отверстия остальных колонн отражателя заполнены графитовыми стержнями.

На рис. 21.4 и 21.5 изображены конструкции ТВЭЛа и тепловыделяющей сборки. Тепловыделяющая сборка собрана из 18 тепловыделяющих элементов, закрепленных в каркасе из концевых и дистанционирующих решеток. Твэл представляет собой набранный из таблеток спеченной двуокиси урана столб, заключенный в герметичную оболочку из циркониевого сплава. Для компенсации термического расширения топлива и снижения термомеханического взаимодействия с оболочкой, таблетки выполнены со сферическими лунками и фасками на торцах.

Твэлы герметизируются приваркой наконечника с одного конца трубы оболочки и заглушки с другого конца. При изготовлении внутренняя полость твэла заполняется гелием. Топливный столб в твэле фиксируется пружинным фиксатором.

К удлинительной штанге тепловыделяющей кассеты крепится подвеска с пробкой, предназначенная для установки кассеты в канал, герметизации канала и защиты от излучения пространства над реактором.

На рис. 21.6 показан топливный канал, который предназначен для размещения тепловыделяющей кассеты и организации потока теплоносителя и представляет со-

бой сварную трубную конструкцию, средняя часть которой выполнена из циркониевого сплава, верхняя и нижняя - из коррозионностойкой стали. Средняя часть соединяется с концевыми при помощи переходников сталь-цирконий, изготовленных методом диффузационной сварки в вакууме.

Канал в реакторе размещается в трактах, вваренных в верхнюю и нижнюю металлоконструкции. Он неподвижно закреплен в верхнем тракте. Для предотвращения защемления канала в кладке и, одновременно, для улучшения отвода тепла от графитовой колонны к каналу на среднюю часть надеты разрезные графитовые втулки и кольца. Чередуясь, они соприкасаются друг с другом и либо с каналом, либо с графитовым блоком. Так одновременно обеспечивается и конструкционный зазор и твердый контакт по графиту.

Корпус канала рассчитан на 20-25 лет безаварийной работы, но при необходимости дефектный канал может быть заменен новым на остановленном реакторе.

21.2 Корпусной реактор

Реакторы этого типа имеют прочный металлический корпус, в котором размещена активная зона и системы циркуляции теплоносителя, транспортирующего тепло из активной зоны к энергетическим блокам. В качестве примера рассмотрим конструкцию реактора ВВЭР. На рис. 21.7 показано размещение основных узлов реактора в реакторном здании.

Реактор ВВЭР является реактором корпусного типа с водой под давлением, которая выполняет функцию теплоносителя и замедлителя. Корпус реактора (см. рис. 21.8) представляет собой вертикальный цилиндрический сосуд высокого давления с крышкой, имеющей разъем с уплотнением и патрубки для входа и выхода теплоносителя. Внутри корпуса закрепляется шахта, являющаяся опорой для активной зоны и части внутрикорпусных устройств и служащая для организации внутренних потоков теплоносителя.

Корпус - часть ядерного реактора, предназначенная для размещения в ней активной зоны, отражателей нейтронов и внутрикорпусных устройств и для организации отвода тепла. Корпус имеет патрубки для отвода теплоносителя, а также устройства герметизации внутрикорпусного пространства.

Основные характеристики корпуса ВВЭР приводятся в таблице 21.2

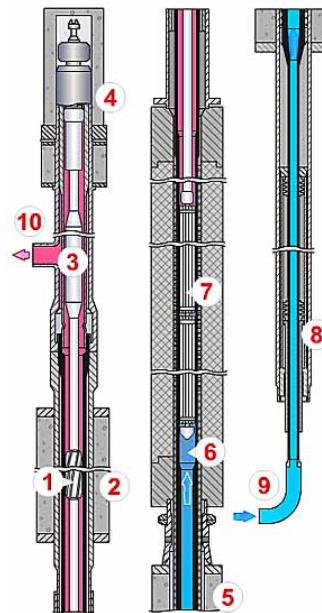


Рис. 21.6. Топливный канал: 1. Пробка биологической защиты. 2. Верхняя биологическая защита. 3. Топливная подвеска. 4. Защитная плита. 5. Нижняя биологическая защита. 6. Топливный канал. 7. Тепловыделяющая кассета. 8. Сильфонный компенсатор. 9. Трубопровод подвода теплоносителя. 10. Трубопровод отвода теплоносителя.

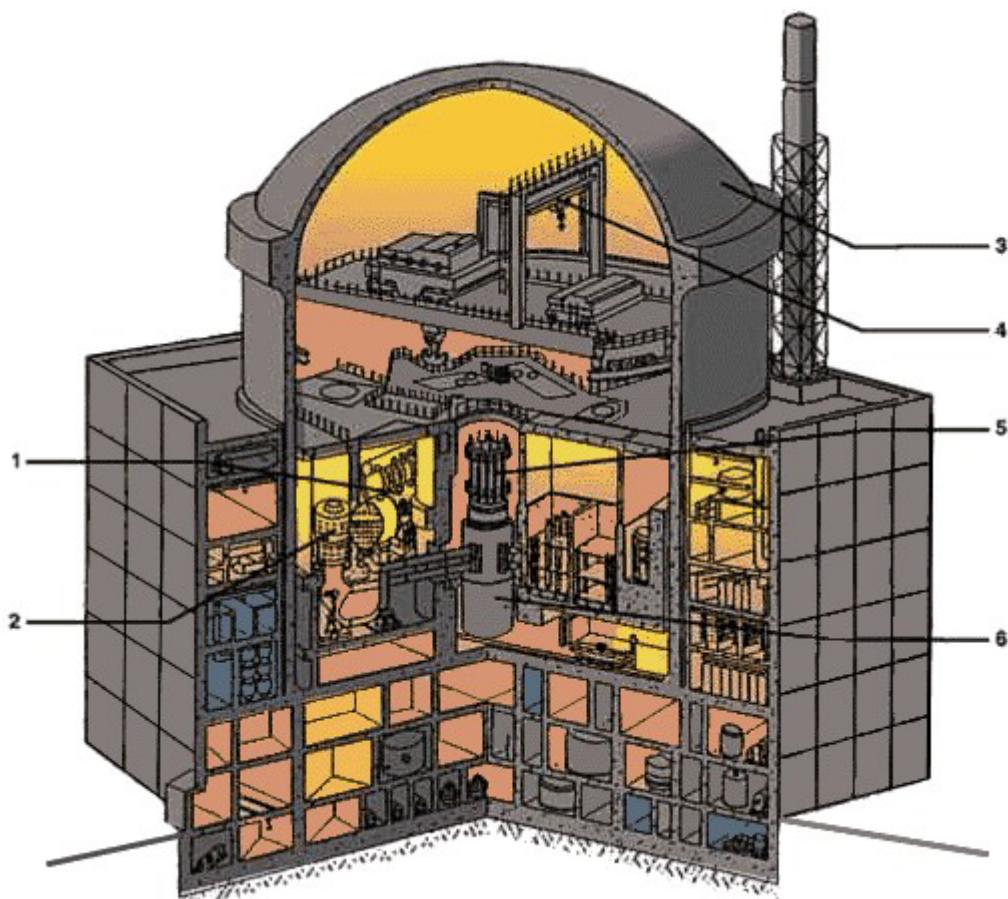


Рис. 21.7. Корпусной реактор: 1. Парогенератор. 2. Главный циркуляционный насос. 3. Купол защитной оболочки. 4. Механизм перезарядки. 5. Управляющие стержни. 6. Бак ядерного реактора.

Таблица 21.2. Характеристики корпуса ВВЭР-1000

Рабочее давление, МПа	16
Внутренний диаметр, м	4.155
Максимальный диаметр по бандажу, м	4.535
Высота, м	10.88
Толщина, см цилиндрической части	19
Масса корпуса, т	304.3

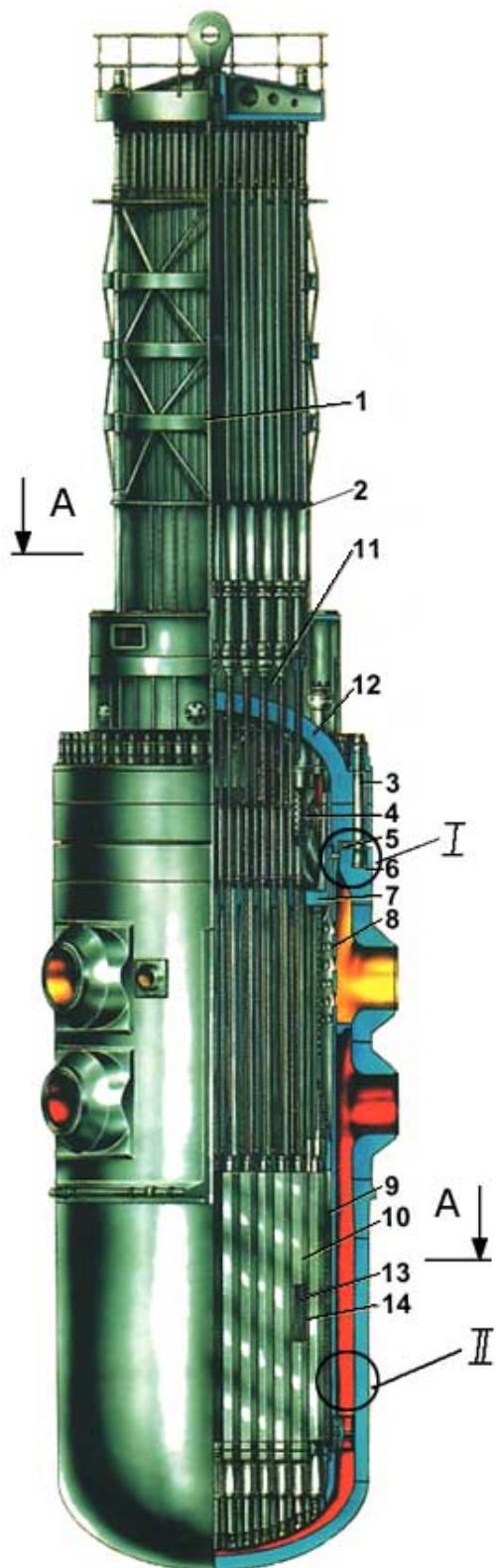


Рис. 21.8. Реактор на тепловых нейтронах ВВЭР-1000. 1-верхний блок. 2-привод СУЗ(системы управления и защиты). 3-шпилька. 4-труба для загрузки образцов-свидетелей. 5-уплотнение. 6-корпус реактора. 7-блок защитных труб. 8-шахта. 9-выгородка активной зоны. 10-топливные сборки;. 11-теплоизоляция реактора. 12-крышка реактора. 13-регулирующие стержни. 14-топливные стержни. 15-фиксирующие шпонки.

Корпус реактора типа ВВЭР представляет собой сложную конструкцию цилиндрической формы, изготавливаемую из цельнокованых обечаек без продольных сварных швов, что повышает надежность эксплуатации. Нижняя часть корпуса, где расположена активная зона, как правило, выполняется в виде целой цилиндрической оболочки с эллиптическим днищем без каких-либо врезок и отверстий. Входные и выходные патрубки для подсоединения главных циркуляционных трубопроводов теплоносителя, а также другие коммуникации располагаются выше верхней части активной зоны не менее чем на 1000 мм.

При конструировании и изготовлении корпусов ВВЭР ставится задача обеспечения многолетней - (до 30 лет) надежной эксплуатации реактора при различных режимах. Корпус реактора работает в очень жестких условиях: высокие давление и температура теплоносителя, мощные потоки радиоактивного излучения, значительные скорости теплоносителя, который даже при высокой степени чистоты является коррозионно-агрессивной средой. В процессе эксплуатации металл корпуса подвергается периодическим нагрузкам, связанным с колебанием давления и температуры при установленных и переходных режимах и с понижением давления до атмосферного и температуры до 60°C при плановых и аварийных остановках. Потоки ядерного излучения, циклические нагрузки и длительное воздействие высокой температуры вызывают постепенное изменение свойств материала. Профилактический осмотр ремонта элементов корпуса ограничены, вследствие их большой наведенной радиоактивности. Для работы в таких условиях предпочтительными материалами являются перлитные низколегированные стали. Помимо высоких механических и пластических свойств вышеперечисленные стали технологичны при сварке и изготовлении поковок массой до 200 т и толщиной до 600 мм. Внутренняя поверхность корпуса обычно покрывается атикоррозионной наплавкой, что значительно уменьшает выход продуктов коррозии в воду реактора. Изготовление корпусов ВВЭР, работающих при высоких давлениях (до 16 МПа) и температуре (до 340 °C) теплоносителя, целиком из нержавеющих сталей невозможно вследствие нетехнологичности и низкой прочности их.

В РФ принято заводское изготовление корпусов водо-водяных энергетических реакторов и их перевозка по железным дорогам. В связи с этим максимальные габариты корпуса серийного реактора большой мощности ВВЭР-1000 составляют - высота 10.88 м, наружный диаметр по фланцу 4.570 м, корпуса укладываются на платформу с необходимыми зазорами для перевозки по железным дорогам РФ. Корпус ВВЭР-1000 имеет два ряда патрубков диаметром 850 мм по четыре патрубка в ряду, для подключения четырех циркуляционных петель главного циркуляционного контура.

Применение корпуса с двухрядным расположением патрубков позволяет уменьшить габариты корпуса по патрубкам в плане по сравнению с однорядным расположением, а также упрощает схему циркуляции теплоносителя в реакторе за счет разделения потока теплоносителя сплошной кольцевой перегородкой, что частично исключает появление "горячих" пятен в зоне концентраций напряжений у патрубков корпуса. Однорядное расположение патрубков на корпусах ВВЭР в свою очередь значительно упрощает технологию и время изготовления корпуса.

Активная зона реакторов собрана из шестиугранных тепловыделяющих сборок (ТВС), содержащих тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ) стержневого типа с сердечником из диоксида урана в виде таблеток, находящихся в оболочке из циркониевого сплава. В тепловыделяющих сборках ТВЭЛы размещены по треугольной решетке и

заключены в чехол из циркониевого сплава. В свою очередь, ТВС также собраны в треугольную решетку с шагом 241 м.м. Нижние цилиндрические части ТВС входят в отверстия опорной плиты, верхние в дистанционирующую прижимную. Сверху на активную зону устанавливается блок защищих труб, дистанционирующий кассеты в плане и предотвращающий всплытие и вибрацию. На фланец корпуса устанавливается верхний блок с приводами систем управления и защиты (СУЗ), обеспечивающий уплотнение главного разъема. Регулирование реактора осуществляется перемещаемыми регулирующими органами, и как правило, жидким поглотителем. Теплоноситель поступает в реактор через входные патрубки корпуса, проходит вниз по кольцевому зазору между шахтой и корпусом, затем через отверстия в опорной конструкции шахты поднимается вверх по тепловыделяющим сборкам. Нагретый теплоноситель выходит из головок ТВС в межтрубное пространство блока защитных труб и через перфорированную обечайку блока и шахты отводится выходными патрубками из реактора. В качестве ядерного топлива используется спеченный диоксид урана с начальным обогащением ^{235}U в стационарном режиме в диапазоне от 2.4 до 4.4 %. Реактор ВВЭР обладает важным свойством саморегулирования: при повышении температуры теплоносителя или мощности реактора происходит самопроизвольное снижение интенсивности цепной реакции в активной зоне, и в конечной итоге снижение мощности реактора

ТВС ВВЭР-1000 представляет собой пучок твэлов, размещенных по треугольной решетке с шагом 12,76 м.м. Внутри циркониевой оболочки твэла размером 9.1 на 0.65 м.м. располагаются таблетки топлива диаметром 7.53 м.м из двуокиси урана с обогащением по U от 2 до 4,4%. Масса загрузки UO_2 в одном твэле около 1565 г. Твэлы дистанционируются 15-ю ячеистыми решетками, закрепленными на центральном канале. Решетка представляет собой набор ячеек, приваренных друг к другу и заключенных в обод. На месте центральной ячейки установлена втулка для крепления решетки к центральной трубке. Высота ТВС с пучком регулирующих стержней составляет 4665 м.м. ТВС содержит 317 твэлов, 12 направляющих каналов для стержней регулирования, один канал для датчика замера энерговыделения и полую центральную трубку. В центре шестигранной головки ТВС находится цилиндрическая втулка, в которой крепятся 12 направляющих каналов для поглощающих элементов и канал для датчика замера энерговыделений. В 109 ТВС имеются подвижные регулирующие стержни, представляющие собой пучок из 12 ПЭЛов (поглотительных элементов), имеющие пружинные подвески на специальной траверсе. Траверса имеет захватную головку для соединения со штангой исполнительного механизма СУЗ. ПЭЛ представляет собой трубку из нержавеющей стали 8.2·0.6 м.м, заглушенную с обоих концов. Внутри трубы находится сердечник регулирующего стержня диаметром 7 мм, изготовленный из материала с большим сечением поглощения тепловых нейтронов - сплав алюминия и Eu_2O_3 . Высота столба поглощающего материала 3740 м.м.

Регулирующие стержни предназначены для быстрого прекращения ядерной реакции в аварийных ситуациях, поддержания заданного уровня мощности, перехода с одного уровня на другой в автоматическом режиме и компенсации изменений реактивности перемещением поглотителя в активной зоне. Компенсация выгорания и медленных изменений реактивности производится варьированием концентрации борной кислоты в теплоносителе. В 42 периферийных ТВС установлены стержни с выгорающим поглотителем (СВП) (1 % по массе естественного бора циркониевой

Таблица 21.3. Характеристики реактора ВВЭР 1000.

Эквивалентный диаметр активной зоны, <i>мм</i>	3 120
Высота	3 550
Объем, <i>м³</i>	27
Отношение площади замедлителя к площади топлива в поперечном сечении активной зоны	2
Шаг между топливными сборками, <i>мм</i>	2 241
Рабочее давление, <i>МПа</i>	16
Температура теплоносителя, <i>°С</i> , на входе в реактор	288
Температура теплоносителя, <i>°С</i> , на выходе из реактора	322
Расход теплоносителя через реактор, <i>кг/сек</i>	19 000
Загрузка ректора топливом, <i>кг</i>	75 000

матрицы). Они предназначены для выравнивания поля энерговыделения и снижения размножающих свойств у периферийных ТВС, с обогащением топлива 4,4 % в начале кампании. Конструкционно пучок СВП и пучок ПЭЛов выполнены идентично, но пучок СВП жестко закреплен в траверсе и не имеет пазов для соединения со штангой механизма СУЗ. Пучок СВП закреплен неподвижно в кассете вместо пучка ПЭЛов. Высота столба выгорающего поглотителя в стержне 3500 мм. Общее количество ТВС в активной зоне ВВЭР-1000 151 шт., из них с регулирующими, стержнями 109 шт. Все ТВС устанавливаются в реактор, и извлекаются из него как вместе с регулирующими стержнями и пучками СВП, так и без них.

Активная зона реактора собрана из шестигранных тепловыделяющих сборок, содержащих тепловыделяющие элементы стержневого типа с сердечником из диоксида урана в виде таблеток, находящихся в оболочке из циркониевого сплава. В тепловыделяющих сборках ТВЭЛы размещены по треугольной решетке и заключены в чехол из циркониевого сплава. В свою очередь, ТВС также собраны в треугольную решетку с шагом 241 *мм*. Нижние цилиндрические части ТВС входят в отверстия опорной плиты, верхние в дистанционирующую прижимную.

Система управления и контроля предназначена для регулирования мощности реакторов и аварийной защиты (прекращение цепной реакции), что осуществляются твердыми кассетами-поглотителями из карбида бора. На энергоблоке с реактором ВВЭР-1000 регулирование производится кластерными пучками, т.е. стержни с поглотителем в количестве 12 штук вводятся непосредственно в тепловыделяющие сборки.

Контроль за параметрами первого и второго контуров реакторных установок осуществляется с блочных щитов управления, на которых сосредоточены приборы, измеряющие температуру воды на выходе из тепловыделяющих сборок, температуру воды первого контура, температуру питательной воды второго контура, давление воды первого контура, давление насыщенного пара во втором контуре, расход воды в первом контуре, расход воды и пара во втором контуре, плотность нейтронного потока при подъеме мощности и в процессе работы реактора, электрические параметры генераторов и т.д.

Реакторная установка с ВВЭР-1000 включает в себя главный циркуляционный контур, систему компенсации давления и пассивный узел системы аварийного охлаждения зоны (САОЗ). В состав главного циркуляционного контура входят реактор и четыре циркуляционных петли, каждая из которых включает парогенератор, главный циркуляционный насос и главный циркуляционный трубопровод с условным диаметром 850 мм, соединяющий оборудование петли с реактором. К одной из циркуляционных петель первого контура подсоединен компенсатор давления, с помощью которого в контуре поддерживается заданное давление воды.

Энергия деления ядерного топлива в активной зоне реактора отводится теплоносителем, прокачиваемым через нее главными циркуляционными насосами. Из реактора "горячий" теплоноситель по главным циркуляционным трубопроводам поступает в парогенераторы, где отдает тепло котловой воде второго контура и затем главными циркуляционными насосами возвращается в реактор. Вырабатываемый во втором контуре парогенераторов сухой насыщенный пар поступает на турбины турбогенератора.

Типовая система аварийного охлаждения активной зоны (САОЗ) состоит из двух узлов: пассивного и активного. Пассивный узел предназначается для первоначального быстрого залива активной зоны водой с добавкой борной кислоты при разрыве трубопровода первого контура, который приводит к быстрому падению давления и обезвоживанию активной зоны. В него входят емкости САОЗ, соединенные трубопроводами с корпусом реактора.

Емкость системы аварийного охлаждения зоны представляет собой сосуд высокого давления, расположенный вертикально. В рабочем состоянии емкость заполнена водой, содержащей борную кислоту (поглотитель нейтронов), и азотом. Емкость САОЗ предназначена для обеспечения экстренного залива активной зоны реактора необходимым количеством теплоносителя в первый момент аварийной ситуации, связанной с большой течью теплоносителя из первого контура. Давление в емкости САОЗ создается азотом.

Система аварийного охлаждения зоны состоит из четырех независимых друг от друга емкостей, каждая из которых соединена трубопроводом с корпусом реактора. Подача теплоносителя от двух емкостей производится в пространство над активной зоной, а от двух емкостей - под активную зону реактора.

Максимальная авария, на которую рассчитана система аварийного охлаждения зоны, - мгновенный поперечный разрыв главного циркуляционного трубопровода. Активный узел САОЗ состоит из двух независимых контуров: аварийного расхолаживания и аварийного впрыска бора. Контур аварийного расхолаживания реактора предназначен для расхолаживания реактора после отработки пассивного узла САОЗ. Кроме того, этот контур используется для планового расхолаживания реактора. Контур аварийного впрыска бора предназначен для создания и поддержания подkritичности активной зоны, а также подпитки при аварийном расхолаживании. А в его состав входят насосы аварийного впрыска бора, бак запаса концентрированного раствора бора, трубопроводы и арматура.

На всех АЭС с ВВЭР перегрузка осуществляется при остановленных реакторах и снижении давления в корпусе реактора до атмосферного. Топливо из реактора удаляется только сверху. Существуют два способа перегрузки: "сухая когда ТВС, удаленные из реактора, перемещаются в зону в герметичном транспортном контейнере, и "мокрая когда ТВС, удаленные из реактора, перемещаются в зону выдержки по

каналам, заполненным водой. Отличие их заключается в различных способах транспортировки отработавших ТВС от зоны реактора до зоны выдержки, а также в различном перегрузочном оборудовании: в "сухой" перегрузке используют реакторный кран, манипулятор зоны реактора, транспортный контейнер, контейнеропровод и манипулятор зоны выдержки, а в "мокрой" - только реакторный кран и манипулятор. Зона выдержки размещена вблизи зоны реактора. ТВС, извлеченная манипулятором из активной зоны реактора, поступает под слоем воды к шлюзу, соединяющему зону реактора с бассейном выдержки, в котором сборка устанавливается в стеллажи. Затем манипулятор извлекает свежую сборку из стеллажей, расположенных рядом, и перемещает ее по тому же пути к активной зоне реактора, но в обратном направлении.

22 Реакторы на быстрых нейтронах.

Если вся ядерная энергетика будет построена только на реакторах с тепловыми нейтронами, то имеющиеся на Земле запасы природного урана будут исчерпаны ко второй половине 21 века. Технология использования делящихся изотопов в реакторах этого типа очень расточительна: пригоден только изотоп ^{235}U , содержание которого в естественном уране составляет 0.7 %. Изотоп ^{238}U делится только быстрыми нейтронами с энергией большей 1.4 MeV. Но этого изотопа в ядерном топливе в ~ 140 раз больше. Сечение деления ^{238}U составляет ~ 0.5 барна, что в ~ 1200 раз меньше, чем сечение деления ^{235}U тепловыми нейтронами, так что суммарная эффективность процесса деления ^{238}U в ~ 10 раз меньше, чем ^{235}U .

Однако не только ограниченность запасов урана заставляет развивать энергетику с использованием реакторов на быстрых нейтронах. Мы уже обсуждали процесс воспроизводства ядерного топлива в процессе протекания реакции деления в реакторе на тепловых нейтронах. Определим коэффициент воспроизводства(или конверсии) как

$$C = \frac{m_{newf}}{m_{burn}} \quad (22.1)$$

где m_{burn} - масса сгоревшего делящегося вещества, m_{newf} - масса, возникшего нового делящегося вещества.

Рассмотрим реактор, работающий на тепловых нейтронах; топливом является смесь изотопов урана. Напомним формулу четырех сомножителей

$$k_\infty = \epsilon \eta p f,$$

где ϵ - среднее число делений, приходящихся на один существующий в реакторе тепловой нейtron и вызываемых быстрыми нейтронами. Тогда при поглощении одного теплового нейтрона в уране возникнет число вторичных нейтронов, равное $\epsilon\eta$

$$\epsilon\eta = \epsilon\nu \frac{\Sigma_a^{235}}{\Sigma_a^{235} + \Sigma_a^{238}}$$

Расширенное воспроизведение ядерного топлива будет достигнуто, если значение $C > 1$. Для реакторов на тепловых нейтронах этого можно достигнуть для топлива из ^{233}U , производство которого в больших объемах пока не налажено.

Таблица 22.1. Значения параметра $\eta - 1$ для тепловых и быстрых нейtronов.

	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
тепловые	1.28	1.07	1.09
быстрые	1.45	1.3	1.7

В реакторе, содержащем ^{238}U или ^{232}Th , неизбежно образуются изотопы ^{239}Pu и ^{233}U . Эти изотопы являются ядерным топливом с хорошими характеристиками. Заманчивым является построение реактора, в котором количество образующихся изотопов превышало бы количество сгоревших. В таблице 22.1 приведено среднее число нейtronов, образующихся в акте деления некоторых изотопов, минус поглощенный в реакциях на медленных и быстрых нейtronах. Из таблицы вытекает, что для изотопов ^{235}U и ^{239}Pu расширенное воспроизведение возможно только в реакции с быстрыми нейtronами, где $\eta - 1$ заметно превышает 1, к этому можно добавить величину $\sim 0.2 - 0.3$ за счет деления ^{238}U быстрыми нейtronами. Для ^{233}U можно для расширенного воспроизведения использовать и тепловые нейtronы.

Ядерные энергетические реакторы, в которых происходит вместе с выработкой энергии и производство ядерного топлива, называются реакторами размножителями. По физическому принципу работы эти реакторы используют деление ядер быстрыми нейtronами, поэтому их обычно называют реакторами на быстрых нейtronах.

В таком реакторе нейtronы, возникающие при делении ядра, распространяются в топливе и вступают во взаимодействие с ядрами. Это взаимодействие есть упругое, неупругое рассеяние, деление ядер, и ядерные реакции типа $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) . Сечение деления растет с ростом энергии нейтрана, поэтому следует избегать возможности потери энергии нейтраном в процессах рассеяния. Поэтому в реакторах на быстрых нейtronах недопустима примесь в топливе легких элементов.

Каковы должны быть размеры активной зоны реактора на быстрых нейtronах? Размеры зоны определяются длиной свободного пробега нейтрана λ до вступления во взаимодействие: превышение этой величины не приведет к увеличению числа делений из-за убывания числа нейtronов. Величина $\lambda = \Sigma_a^{-1}$, где $L = \Sigma_a$ - макроскопическое сечение. Макроскопическое сечение поглощения для ^{238}U равно $\Sigma_a = 0.34 \text{ см}^{-1}$, чему соответствует длина свободного пробега до поглощения $\lambda_a = 2.9 \text{ см}$. Отсюда вытекает, что размеры активной зоны в реакторе на быстрых нейtronах должны быть порядка 1 м. Это на порядок меньше, чем в случае реактор на тепловых нейtronах. В последнем длина свободного пробега нейтрана определяется свойствами замедлителя - нейтран должен до поглощения в замедлителе успеть потерять энергию до тепловой. Для графитового замедлителя $\lambda_a = 30 \text{ м}$. Отсюда ясно, что в таком реакторе размеры активной зоны должны составлять порядка десяти метров.

Замедление нейtronов в реакторе на быстрых нейtronах происходит в основном за счет неупругого рассеяния нейtronов на ядрах топлива и конструкционных материалах. Энергия нейtronов становится ниже пороговой энергии деления ^{238}U , поэтому в естественном уране цепная реакция не развивается.

В этих реакторах используется делящееся топливо, содержащее смесь до 20% ^{235}U и 80% ^{238}U . Так как объем активной зоны у этих реакторов существенно меньше, чем у реакторах на тепловых нейtronах, то плотность энерговыделения у первых

в ~ 10 раз выше и составляет $\sim 500 \text{ MBm/m}^3$. Отсюда возникает требование к теплоносителю - высокая теплоемкость, для того чтобы эффективно отводить тепло. Другое требование - по возможности малое замедление нейтронов. В настоящее время в таких реакторах в качестве теплоносителя используется жидкий натрий. Этот теплоноситель имеет ряд недостатков: высокое сечение захвата нейтронов, приводящее к сильной активности. Это затрудняет проведение работы с оборудованием. Натрий очень активный химический элемент, что создает потенциальную опасность повреждения твэлов и взрывов, при нарушении теплообменника.

Для рассматриваемого типа реакторов велика вероятность утечки нейтронов. Чтобы уменьшить утечку, вокруг активной зоны размещают отражатель нейтронов. Материал отражателя - ^{238}U , у которого достаточно высокое сечение рассеяния. Нейтроны захватываются в отражателе, и образуется ^{239}Pu , поэтому отражатель называют зоной воспроизведения. В ней происходит и деление ядер быстрыми нейтронами, поэтому отражатель так же требует охлаждения.

Типичная загрузка активной зоны реактора на быстрых нейтронах с электрической мощностью 1000MBm состоит из 4 т ^{239}Pu и 16 т урана. В зоне воспроизведения загружают 25 т, который может быть и обедненным ураном из отвалов обогатительных фабрик.

Регулировка мощности реактора производится перемещением в активной зоне поглощающих стержней из карбида бора или из tantalа в металлической оболочке.

Схема расположения оборудования реактора на быстрых нейтронах БН-600 показана на рис. 22.1. Первый контур включает в себя три параллельные петли, каждая из которых состоит из главного циркуляционного насоса и двух промежуточных теплообменников. Натрий от насосов поступает в напорную камеру реактора, откуда через систему напорных коллекторов распределяется по ТВС активной зоны и зоны воспроизведения, а также подается на охлаждение корпуса реактора, внутреннего хранилища и первичной радиационной защиты. Нагретый до 550°C в активной зоне реактора натрий поступает через кольцевой зазор радиационной защиты в промежуточные теплообменники каждой петли, где подогревает натрий второго контура до 520°C и охладившись возвращается на вход насосов.

Главный циркуляционный насос первого контура - центробежный погружного типа, с нижним гидростатическим подшипником работающим на натрии и с плавным регулированием числа оборотов вала электроприводом (по схеме асинхронно-вентильного каскада). Рабочее колесо насоса - двухстороннего всасывания. Для проведения ремонта насоса конструкция предусматривает возможность извлечения его выемной части из бака и замены без разгерметизации газовой полости реактора. Промежуточный теплообменник "натрий-натрий" - вертикальный кожухотрубный с коаксиальным подводом и отводом теплоносителя второго контура противоточный. Высокорадиоактивный натрий первого контура проходит в межтрубном пространстве теплообменника сверху вниз; нерадиоактивный натрий второго контура поступает в теплообменник по центральной трубе в нижнюю камеру и затем движется внутри трубок противоточно натрию первого контура. Для исключения возможности протечек радиоактивного натрия первого контура, в случае течи внутри теплообменника, натрий второго контура находится под большим давлением, чем натрий первого контура.

Второй контур включает в себя также три параллельные петли. Главным циркуляционным насосом второго контура каждой петли натрий подается в промежу-

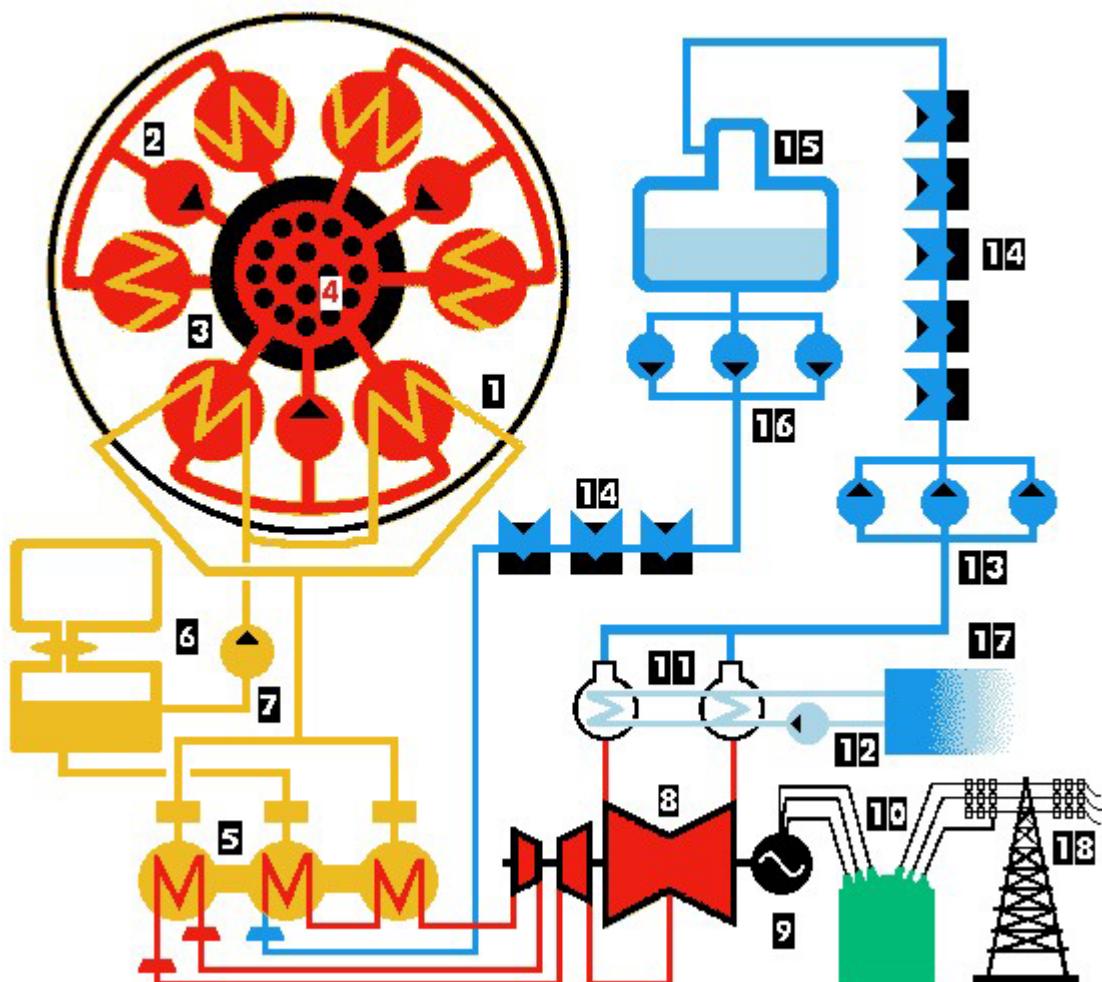


Рис. 22.1. Схема расположения оборудования реактора БН600. Желтым цветом показаны первый и второй контуры с жидким натрием: 1-Реактор. 2-Главный циркуляционный насос 1 контура;. 3-Промежуточный теплообменник. 4-Тепловыделяющие сборки. 5-Парогенератор. 6-Буферная и сборная емкости. 7-Главный циркуляционный насос 2 контура. 8-Турбоустановка. 9-Генератор. 10-Трансформатор. 11-Конденсаторы. 12-Циркуляционные насосы. 13-Конденсатные насосы. 14-Подогреватели. 15-Деаэратор. 16-Питательные насосы. 17-Пруд-охладитель. 18-Отпуск электроэнергии потребителю.

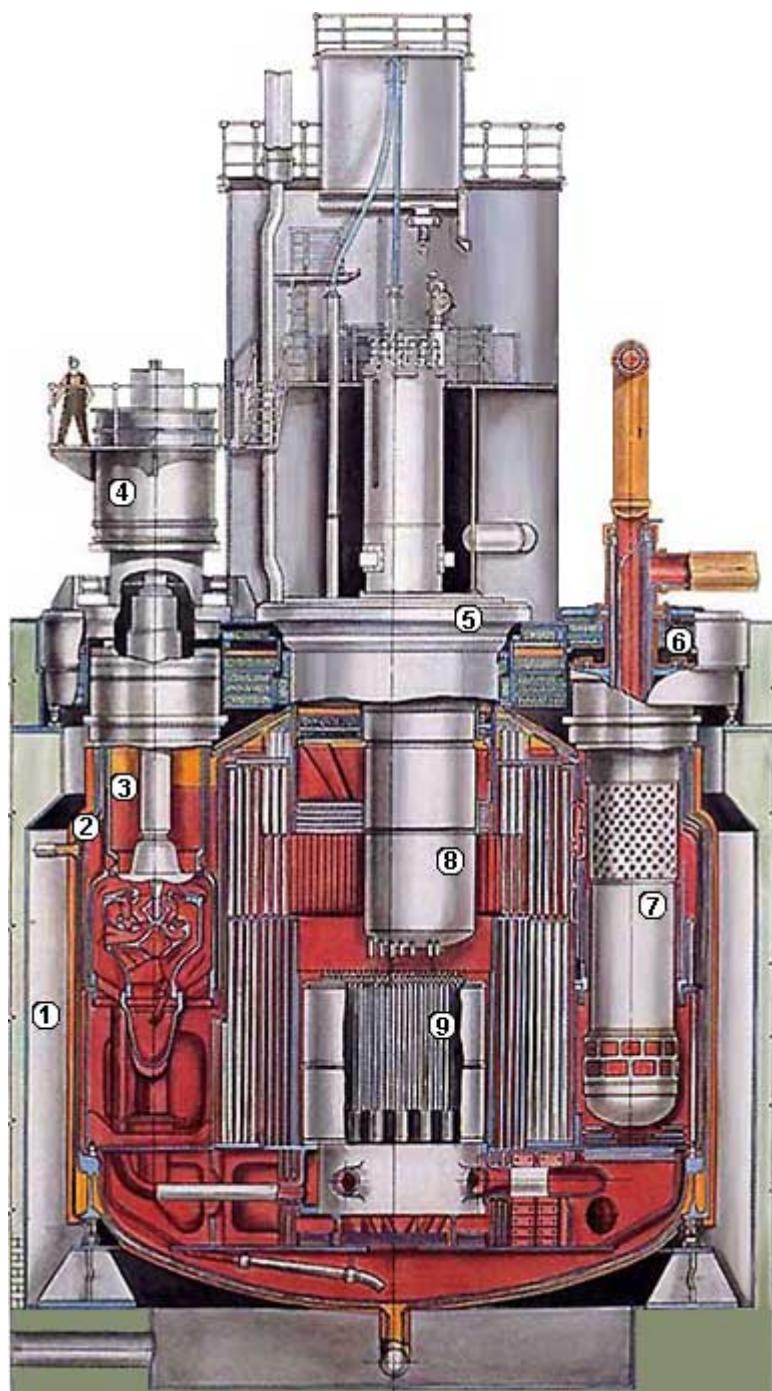


Рис. 22.2. Реактор на быстрых нейтронах. 1-Шахта; 2-Корпус. 3-Главный циркуляционный насос 1 контура. 4-Электродвигатель насоса. 5-Большая поворотная пробка. 6-Радиационная защита. 7-Теплообменник "натрий-натрий". 8-Центральная поворотная колонна с механизмами СУЗ. 9-Активная зона.

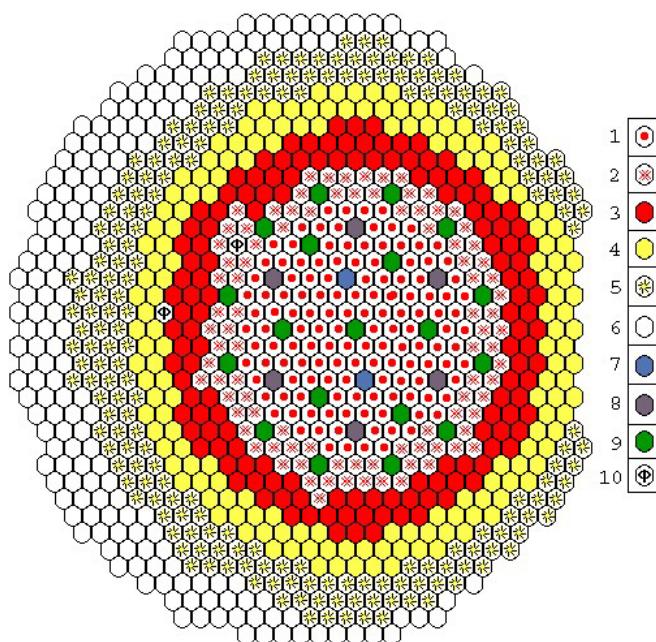


Рис. 22.3. Активная зона реактора на быстрых нейтронах БН600. 1 - ТВС активной зоны с малым обогащением. 2 - ТВС активной зоны со средним обогащением. 3 - ТВС активной зоны с большим обогащением. 4 - ТВС внутренней зоны воспроизводства. 5 - ТВС внешней зоны воспроизводства. 6 - Хранилище отработавших сборок. 7 - Стержни автоматического регулирования. 8 - Стержни аварийной защиты. 9 - Компенсирующие стержни. 10 - Фотонейтронный источник.

точный теплообменник, где нагревается за счет тепла первого контура до 520 °C и направляется в парогенератор, в котором генерирует и перегревает пар третьего контура. Для поддержания натрия в расплавленном состоянии при остановке блока предусмотрена разветвленная система электрообогрева всех трубопроводов и образования второго контура с устройствами контроля и автоматического регулирования температуры. Главный циркуляционный насос второго контура - центробежный, вертикальный с нижним гидростатическим подшипником. Рабочее колесо - одностороннего всасывания.

Третий контур включает в себя три петли. В состав каждой петли входит конденсационная паровая турбина К-210-130 номинальной мощностью 210 МВт со стандартной тепловой схемой: теплоноситель - вода и пар.

На рис. 22.2 изображен разрез реактора на быстрых нейтронах БН-600, запущенный в 1967 г. в г. Белоярске на Урале и работающий и в настоящее время.

Корпус реактора представляет собой бак цилиндрической формы с эллиптическим днищем и конической верхней крышкой, выполненной с одиннадцатью горловинами - для поворотной пробки, насосов первого контура, промежуточных теплообменников, элеваторов системы перегрузки тепловыделяющих сборок (ТВС). Корпус соединен с днищем путем сварки через переходное опорное кольцо, на котором установлен опорный пояс, являющийся основой несущей конструкции внутри корпуса реактора; там же расположены три сливные камеры для натрия, выходящего из теплообменников. На опорном пояссе смонтировано все внутрикорпусное оборудование: напорная камера с ТВС активной зоны, зоны воспроизводства и внутреннего

хранилища ТВС, первичная радиационная защита, промежуточные теплообменники, главные циркуляционные насосы первого контура. Нагрузка от массы реактора через опорное кольцо передается на катковые опоры, которые опираются на фундаментную плиту.

Реактор размещен в бетонной шахте диаметром 15 м. Конструкционный материал реактора - нержавеющая сталь марки X18H9. В центре верхней части реактора смонтировано поворотное устройство, состоящее из большой и малой поворотных пробок, эксцентричных друг относительно друга, на малой поворотной пробке смонтирована колонна СУЗ, несущая исполнительные механизмы систем управления и защиты, перегрузки ТВС, контроля активной зоны. Для компенсации температурных удлинений насосов первого контура и промежуточных теплообменников относительно корпуса реактора использованы компенсаторы приваренные к горловине корпуса реактора. Корпус реактора заключен в страховочный кожух, исключающий возможность вытекания натрия из реактора даже при разрывах его корпуса. Пространство, заключенное между ними, используется при разогреве корпуса газом перед заполнением его натрием. Внутрикорпусная нейтронная защита, размещенная на опорном поясе, состоит из цилиндрических стальных экранов, стальных болванок и труб с графитовым заполнителем.

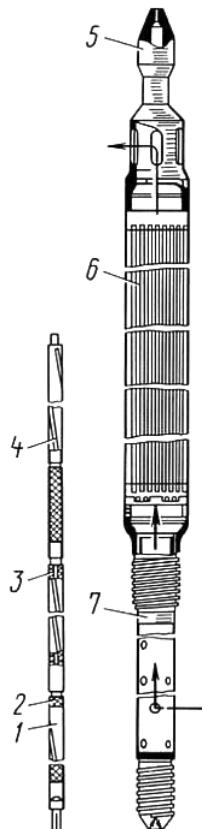


Рис. 22.4. 1. Оболочка твэла реактора БН-600. 2. Блоки "отвального" урана. 3. Втулки обогащенного урана. 4. Дистанционирующая проволока. 5. Головка ТВС. 6. Сборка твэлов. 7. Хвостовик ТВС.

Схема активной зоны реактора показана на рис. 22.3 . Активная зона (диаметр 2.05 м, высота 0.75 м) и зона воспроизведения (толщина 0.4 м) установлены на напорной камере. Активная зона состоит из 370 кассет с ядерным топливом и воспроизводящим материалом, образующим торцевые зоны воспроизведения, 27 стержней системы СУЗ и одной кассеты с фотонейтронным источником. Активная зона и зона воспроизведения собираются из шестиугольных ТВС кассетного типа.

Тепловыделающая сборка (см. рис. 22.4) состоит из твэлов, кожуха, головки для захвата ТВС при перегрузках и хвостовика, с помощью которого ТВС устанавливается в гнездо напорного коллектора и поддерживается вертикально. В хвостовике ТВС и в напорном коллекторе выполнены дроссельные устройства, обеспечивающие требуемое распределение расхода теплоносителя через ТВС, в соответствии с тепловыделением в них. Твэлы соединены между собой элементами крепления и ограждены чехлом, связывающим в единое целое все части ТВС. Твэлы заполнены по длине активной зоны втулками из обогащенной окиси урана (или смеси окиси урана) и окиси плутония, а выше и ниже активной зоны расположены торцевые экраны из брикетов окиси "отвального" урана. Твэлы зоны воспроизведения заполнены брикетами из "отвального" урана. Газовые полости над уровнем натрия в реакторе заполнены аргоном.

В хвостовике ТВС и в напорном коллекторе выполнены дроссельные устройства, обеспечивающие требуемое распределение расхода теплоносителя через ТВС, в соответствии с тепловыделением в них. Твэлы соединены между собой элементами крепления и ограждены чехлом, связывающим в единое целое все части ТВС. Твэлы заполнены по длине активной зоны втулками из обогащенной окиси урана (или смеси окиси урана) и окиси плутония, а выше и ниже активной зоны расположены торцевые экраны из брикетов окиси "отвального" урана. Твэлы зоны воспроизведения заполнены брикетами из "отвального" урана. Газовые полости над уровнем натрия в реакторе заполнены аргоном.

Выравнивание тепловыделения по радиусу активной зоны осуществляется загрузкой кассет с различным обогащением горючего (21 и 29.4 %): 162 периферийные кассеты активной зоны образуют зону большого обогащения, остальные входят в центральную зону малого обогащения. Активная зона по периметру окружена боковой зоной воспроизведения, состоящей из сборок, заполненных двуокисью обедненного урана. За этой зоной воспроизведения расположено внутреннее хранилище кассет на 126 ячеек, которое предназначено для расхолаживания кассет, извлеченных из активной зоны, перед их выгрузкой из реактора.

Получение нужного значения критичности в реакторах на быстрых нейтронах достигается при концентрациях ядерного топлива в активной зоне порядка 0.5 кг/л. Эта величина существенно выше, чем в реакторах на тепловых нейтронах, где она составляет порядка 0.075 кг/л.

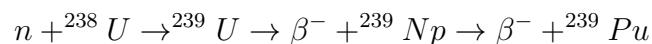
Утечка нейтронов из активной зоны в реакторах на быстрых нейтронах лежит в пределах 20 – 40 %, что связано с меньшим на порядок размером активной зоны по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах. Но эта утечка используется для воспроизведения топлива.

В реакторах на быстрых нейтронах используется трехконтурная схема циркуляции теплоносителя: первого (реакторного), второго (промежуточного) с натриевым теплоносителем, третьего (паросилового) с водой и паром. Эта схема выбрана для того чтобы исключить контакт натрия первого контура с водой. Задача промежуточного контура - избежать радиационного загрязнения оборудования при аварии.

В заключение приведем таблицу 22.2, позаимствованную из монографии [23], в которой проводится сравнение характеристик реакторов на тепловых и быстрых нейтронах.

22.1 Реактор на бегущей волне.

Основная компонента топлива ядерного реактора на медленных нейтронах изотоп ^{238}U . Деление этого изотопа может вызываться только достаточно быстрыми нейтронами (с энергией выше 1 МэВ), которых при делении ядер образуется не слишком много, к тому же, они быстро теряют свою энергию при рассеянии на других ядрах. Вместе с тем в реакторе с большой вероятностью идет процесс



Изотоп ^{239}Pu так же, как и ^{235}U , является хорошим делящимся ядерным материалом и после выделения может быть использован в качестве ядерного топлива. На этом принципе основана возможность создания замкнутого топливного цикла, когда новое ядерное горючее для реактора нарабатывается в самом реакторе.

Такая схема реактора на быстрых нейтронах реализована уже давно и используется для производства оружейного плутония.

При эксплуатации ядерного реактора любого типа существует проблема обеспечения стабильного регулируемого режима работы. Необходимо обеспечить невозможность развития неконтролируемой цепной реакции, приводящей к разрушению активной зоны. Стабильная работа достигается использованием сложных дорогостоящих систем контроля и регулирования работы реактора.

Таблица 22.2. Сравнение характеристик реакторов на тепловых и быстрых нейтронах.

Параметр	БН - 600	ВВЭР-1000
Мощность, МВт		
тепловая	1470	3000
электрическая	600	1000
теплоноситель	натрий	вода
давление теплоносителя		
на входе в реактор, МПа	1	16
температура, °C		
на входе в реактор	380	289
на выходе из реактора	550	323
топливо	$PuO_2 + UO_2$	UO_2
высота активной зоны, м	0.75	3.6
объем активной зоны, л	2500	27300
объемная доля в активной зоне:		
топлива	0.45	0.29
теплоносителя	0.33	0.54
объемная тепловая нагрузка		
активной зоны, кВт/л	530	110
масса загруженного топлива, т	8.5	75
содержание делящегося нуклида, %	18	3
глубина выгорания топлива,		
Мвт·сутки/кг U+Pu	100	40
коэффициент воспроизведения		
в активной зоне	0.9	0.5
коэффициент воспроизведения	1.4	0.5

Вторая состоит в необходимости утилизации отработанного ядерного топлива. В этом топливе образуется большое количество радиоактивных изотопов практически всех химических элементов. Переработка топлива с целью извлечения плутония потенциально опасный процесс, т.к. в при его осуществлении есть вероятность переблучения персонала.

Эти проблемы ядерной энергетики удивительным образом могут быть решены, на наш взгляд, при реализации концепции безопасного реактора. В 1988 году академик Лев Петрович Феоктистов провел расчеты с целью определить возможность стационарного процесса в реакторе на быстрых нейтронах с уран-плутониевым (или торий-уранным) топливным циклом, в котором ядерное горение природного ^{238}U (или ^{232}Th) происходит в виде бегущей волны, зарождающейся в одном конце протяженного цилиндрического реактора и медленно распространяется вдоль его оси. Самоподдерживающийся режим бегущей волны в таком реакторе обеспечивается тем, что ядерное горение происходит лишь в области фронта волны, названной Феокти-

стовым "нейтронно-делительной". Перед фронтом волны еще не наработалось достаточно количество делящегося материала для поддержания цепной реакции (^{239}Pu , в случае уран-плутониевого цикла, или ^{233}U для ториевого цикла), а позади фронта волны цепная ядерная реакция гасится благодаря накоплению большого количества продуктов деления ядерного топлива, поглощающих нейтроны. Длина свободного пробега нейтронов в плотной среде составляет порядка десяти сантиметров, поэтому, наработка плутония эффективно происходит только вблизи фронта волны. Взрывной характер цепной ядерной реакции в таком реакторе исключен благодаря тому, что наработка плутония идет медленно с периодом полураспада почти два с половиной дня, а его "излишек" сгорает практически мгновенно.

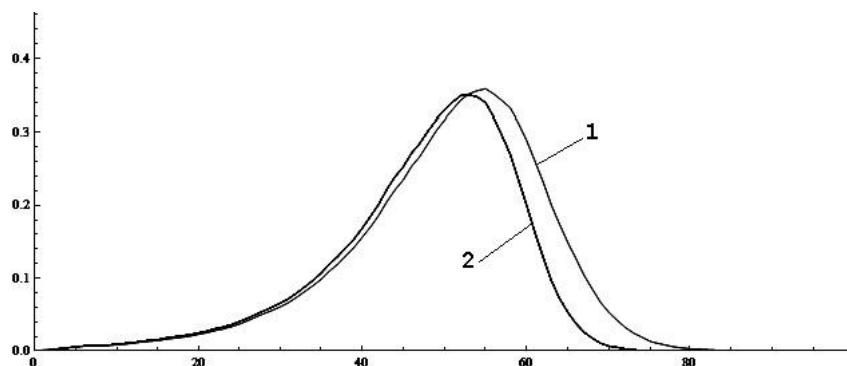


Рис. 22.5. По ординат отложена координата вдоль оси цилиндра, по оси абсцисс выделяемая энергия и количество плутония в относительных единицах. 1 - область накопления плутония, 2 - Область горения плутония.

Вопрос, который задал себе Феоктистов, состоял в следующем: существует ли такой самоподдерживающийся режим волны медленного ядерного горения в быстром реакторе? Иными словами, успеет ли наработать достаточно количество плутония вблизи фронта волны, чтобы туда сместилась активная область ядерного горения до того, как на прежнем месте горение будет подавлено превалирующим поглощением нейтронов накопившимися продуктами деления?

Ответ на этот вопрос можно получить только проводя теоретические расчеты. Такие расчеты к настоящему времени выполнены многими исследователями. Сложность задачи заставляет прибегать к использованию упрощающих предположений, влияние которых на результат расчета оценить трудно.

На рис. 22.5 схематически изображены процессы, происходящие в таком реакторе. Реактор представляет цилиндр длиной 100 м. Изображенная ситуация соответствует времени несколько десятков лет с момента начала процесса горения.

Результаты исследований возможности реализации самоподдерживающегося режима волны ядерного горения, полученные различными группами при использовании различных подходов к решению этой задачи, являются весьма противоречивыми, а иногда даже взаимоисключающими. Окончательного ответа о возможности осуществления рассматриваемой схемы ядерного реактора пока нет. Это означает необходимость проведения дополнительных исследований по этой проблеме.

Еще раз отметим, что предлагаемая схема обладает очень привлекательными чертами: главным достоинством рассматриваемого реактора является то, что он не нуждается в оперативном управлении и является безопасным с точки зрения возникнове-

ния неконтролируемой цепной реакции благодаря наличию отрицательной обратной связи по реактивности. Он автоматически поддерживается в состоянии близком к критическому в течение длительного времени (годы), несмотря на образование большого количества продуктов деления, и, поэтому, в принципе, может быть помещен под землей, что снижает соответствующие экологические риски и повышает его защищенность от возможных террористических атак.

Скорость движения фронта волны ядерного горения в установившемся режиме существенно зависит от радиуса цилиндра и в расчетах для цилиндра радиуса 110 см составляет примерно 22 см в год. Это означает, что такой реактор длиной 5 метров будет работать в течение примерно 20 лет без перегрузки топлива.

23 Стратегия развития ядерной энергетики для XXI века.

Разработка пути развития ядерной энергетики является жизненно необходимой, т.к. углеводородная энергетика являющаяся сейчас основной в мировой экономике с неизбежностью придет к своему концу из-за исчерпания месторождений нефти и газа. Вопрос только в том, когда это произойдет. В исторической перспективе это произойдет через 50 - 100 лет. За это время человечество должно найти надежный долговременный источник энергии. Хорошо если оправдаются надежды и за этот срок удастся ввести в промышленную эксплуатацию термоядерные энергетические установки, но сейчас еще нет полной уверенности, что это возможно. Поэтому следует всемерно развивать ядерную энергетику.

В мире, по данным МАГАТЭ на 2005 год доля энергии, вырабатываемой на АЭС, составляет примерно 17%. Этот показатель близок к современному российскому (16%), хотя для европейской части России доля атомного электричества существенно выше - около 30%. Соответствующий показатель для США несколько выше (19,3%), хотя есть и страны, где он как значительно выше (например, Франция с 78,5%), так и значительно ниже (например, Китай с 2% и Индия с 2,8%).

Развитие экономики России в среднесрочной перспективе по оценке требует создание 65 ГВт установленных мощностей атомной энергетики [26]. Сейчас в атомная энергетика работает в режиме, когда отработанное ядерное топливо (ОЯТ) не подвергается обработке, а складируется в хранилищах. Этот режим называется открытым ядерным циклом. Расчеты топливного баланса показывают, что для варианта открытого топливного цикла потребует около 600 тыс. тонн природного урана, чтобы обеспечить топливом полный жизненный цикл реакторов, построенных до 2030 года. Этот объем природного урана близок к оцененным его запасам в России. Очевидно, что доступные ресурсы экономически выгодных запасов недостаточны для требуемых масштабов развития атомной энергетики при использовании только тепловых реакторов, работающих по открытому циклу. Естественно, возникает предложение о реализации замкнутого топливного цикла.

Если переработать отработанное ядерное топливо, из него можно выделить несгоревшие, а также наработанные при облучении в реакторе делящиеся изотопы и сделать новое топливо. Для выработки электричества в объеме 1 ГВт в год в современных тепловых реакторах сжигается примерно 1 тонна делящихся изотопов, при этом в ОЯТ останется около 300 кг ^{235}U и около 220 кг делящихся изотопов плутония.

Если эти делящиеся изотопы выделить при переработке ОЯТ и повторно использовать в тепловых реакторах, то можно примерно на 20-25% сократить потребности в природном уране. Такое решение освоено и реализуется в атомной энергетике ряда европейских стран, но оно не меняет ситуацию кардинально.

Путь кардинального решения топливной проблемы крупномасштабной атомной энергетики - использовать накопившийся в тепловых реакторах плутоний в реакторах на быстрых нейтронах. Преимущество реакторов на быстрых нейтронах состоит в том, что коэффициент воспроизводства ядерного топлива в них существенно больше единицы. Такие реакторы на быстрых нейтронах называются реакторами - размножителями или бридерами, так как они производят больше ядерного топлива, чем в них сжигается. Это избыточное топливо может быть извлечено при переработке ОЯТ и использовано для производства топлива быстрых или тепловых реакторов.

Оценки показывают, что для быстрых реакторов с натриевым теплоносителем доступны параметры воспроизводства топлива в реакторе на уровне 120-270 кг избыточного плутония на 1 ГВт в год. То есть при сжигании в реакторе 800 кг делящихся изотопов плутония получается 1 ГВт в год электроэнергии, а в ОЯТ содержится от 920 до 1070 кг вновь наработанных делящихся изотопов в зависимости от конструкции реактора.

Возможны конструкции быстрых реакторов, в которых количество вновь наработанного делящегося материала будет равно количеству сожженного, то есть коэффициент воспроизводства равен единице. Для этого необходимо расходовать плутоний, накопленный в тепловых реакторах, только на формирование начальной загрузки быстрого реактора. Всю последующую жизнь этот реактор будет потреблять собственный наработанный плутоний. Для формирования загрузки активной зоны и запуска топливного цикла на 1 ГВт электрической мощности необходимо примерно 8.5 т плутония, выделенного из ОЯТ тепловых реакторов. Чтобы получить такое количество плутония, необходимо использовать для производства топлива тепловых реакторов от 6000 до 8000 т природного урана. Понятно, что без расширенного воспроизводства суммарная мощность быстрых реакторов будет ограничена количеством использованного тепловыми реакторами природного урана и соответственно будет ограничена мощность атомной энергетики.

К настоящему времени российская атомная энергетика израсходовала около 80 тыс. тонн природного урана, примерно половину в реакторах ВВЭР и половину в РБМК. При переработке накопленного ОЯТ ВВЭР выделенного плутония достаточно для формирования топливных загрузок 5-7 ГВт быстрых реакторов. В случае начала развития быстрого направления в 2020 году, когда будет использовано уже около 160 тыс. тонн природного урана, плутония из ОЯТ ВВЭР хватит на строительство 10-13 ГВт. Так что, если Россия ограничена объемом природного урана 600 тыс. тонн, то атомная энергетика ограничена мощностью около 100 ГВт.

Международная оценка экономически доступных ресурсов природного урана для мировой атомной энергетики составляет 16 млн. тонн, что в варианте без расширенного воспроизводства ограничивает масштаб ее мощностей около 2000 ГВт. Это в пять раз больше сегодняшнего уровня, но явно недостаточно для решения проблем глобальной энергетики. Необходимо иметь в мире в XXI веке 5000-10000 ГВт ядерных мощностей, используемых для генерации электричества. Перспективы такого роста ядерных мощностей могут быть связаны лишь с реализацией расширенного воспроизводства ядерного топлива.

Расширенное воспроизведение топлива с использованием быстрых реакторов размножителей решает проблему развития атомной энергетики в требуемом объеме. Так, оценки, сделанные применительно к развитию российской атомной энергетики, показывают, что использование плутония, наработанного к 2020 году в тепловых реакторах, позволит загрузить топливом около 20 ГВт в быстрых реакторах с натриевым теплоносителем, характеристики которых соответствуют уже разработанным российским проектам: избыточная наработка 270 кг; длительность внешнего топливного цикла 3 года. За счет расширенного воспроизведения мощность быстрой компоненты АЭ можно увеличить к концу столетия до 240 ГВт при суммарной мощности АЭ более 300 ГВт.

Программа развития российской атомной энергетики предполагает серийное строительство быстрых реакторов начиная с 2022 года и достижение к 2030 году установленной мощности быстрых реакторов около 16 ГВт. Исследования с использованием современных математических моделей, в которых учитывается изменение топливных характеристик реакторов в течение жизненного цикла, изотопного состава топлива во внешнем топливном цикле и многое другое, позволяют оптимизировать требования к реакторам и топливному циклу и сформулировать главные критерии, которые позволяют гарантированно обеспечить топливом атомную энергетику. Так, на этапе до 2030 года, когда быстрые реакторы используют плутоний из тепловых реакторов, определяющим фактором с точки зрения наращивания мощностей быстрых реакторов является удельная загрузка топлива, которую целесообразно минимизировать. При этом на начальном этапе можно довольствоваться коэффициентом воспроизведения 1.2-1.3. В последующем начинает преобладать необходимость нарабатывать новое топливо.

Важнейшей задачей становится уменьшение длительности внешнего топливного цикла¹. После 2030 года, если требования к наращиванию атомной энергетики не будут снижены, потребуется развитие быстрых реакторов с более высокими воспроизводящими характеристиками с коэффициентом воспроизведения на уровне 1.4-1.5, что физически и технически достижимо.

Атомная энергетика представляет собой единый комплекс реакторов различных типов и топливного цикла. Каждый тип реакторов (быстрых и тепловых) в системе атомного энергетического комплекса будет выполнять свое предназначение. Тепловые реакторы нацелены на удовлетворение энергией разнообразных потребителей: наряду с генерацией электричества для ЕС это централизованное теплоснабжение, региональная энергетика, промышленные технологии. Быстрые реакторы производят два продукта. Они предназначены не только для производства базового электричества, но одновременно вырабатывают новое топливо, которое будет использоваться в системе атомно-энергетического комплекса для обеспечения топливом не только себя, но и других реакторов. Выбор и оптимизация их параметров должны учитывать выработку этих двух продуктов. Суммируя сказанное, можно утверждать, что атомная энергетика при любых масштабах не имеет в обозримой перспективе ресурсных ограничений при использовании замкнутого топливного цикла и расширенного вос-

¹Внешний топливный цикл АЭС есть совокупность технологических процессов подготавливающих ядерное топливо для АЭС: добыча исходного сырья и получение урановых концентратов, обогащение природного урана (или дообогащением регенерата, выделенного из отработавшего ядерного топлива), изготовление тепловыделяющих элементов (твэлов), выдержка, транспортировка и переработка отработавшего ядерного топлива .

производства топлива в быстрых реакторах. Ее масштаб ограничен только уровнем индустриализации экономики, и способностью государства найти мотивации развития высоких технологий.

24 Концепция реакторов четвертого поколения.

При написании этого раздела использована публикация [27].

В начале 2005 года в 31 стране мира работал 441 ядерный реактор. Несмотря на многообразие типов и размеров, существует всего четыре основных категории реакторов:

Поколение 1 - реакторы этого поколения разработаны в 1950-е и 1960-е годы, и представляют собой видоизмененные и укрупненные ядерные реакторы военного назначения, предназначенные для движения подводных лодок или для производства плутония.

Поколение 2 - к этой классификации относится подавляющее большинство реакторов, находящихся в промышленной эксплуатации.

Поколение 3 - в настоящее время реакторы данной категории вводятся в эксплуатацию в некоторых странах, преимущественно в Японии.

Поколение 4 - сюда относятся реакторы, которые находятся на стадии разработки и которые планируется внедрить через 20-30 лет.

Министерство энергетики США объявило об учреждении Международного форума по реакторам четвертого поколения. В настоящее время членами форума являются Аргентина, Бразилия, Канада, Франция, Япония, Южная Корея, Южная Африка, Швейцария, Великобритания, США, а также ЕВРОАТОМ. Целью данного форума является разработка инновационных ядерных систем (реакторов и топливных циклов), которые предположительно к 2030 году должны достигнуть технической зрелости, хотя многие предполагают, что данный прогноз является слишком оптимистичным. Реакторам четвертого поколения предсказывают высокую экономическую вкупе с повышенной безопасностью, наработкой минимального количества отходов и большей защищенностью с точки зрения распространения.

Для рассмотрения и оценки опытных моделей и для ведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ были созданы несколько групп международных экспертов. Были рассмотрены и оценены около 100 реакторов различных типов. Данные проекты относились к числу как реально существующих реакторов Поколения 3+, так и некоторым радикально отличающимся от всех остальных. По завершению исследовательских работ было предложено шесть типов реакторов для дальнейшей разработки. Для дальнейшей поддержки и развития научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ для реакторов четвертого поколения 28 февраля 2005 года США, Канада, Франция, Япония и Великобритания подписали в Вашингтоне Базовое соглашение в рамках Международного форума (GIF). Особое внимание уделялось разработке систем выработки водорода, а также электричества. В 2001 году МАГАТЭ предложила похожую инициативу - Международный проект по инновационным ядерным реакторам и топливным циклам (INPRO). Проект финансируется за счет денежных средств, выделяемых МАГАТЭ. К ноябрю 2004 года, двадцать одна страна-участница и Европейская комиссия стали членами INPRO. GIF и INPRO заключили договор о взаимном сотрудничестве на

техническом уровне. (Соединенные Штаты отказались принять участие в INPRO, т.к. инициатива создания принадлежала России)

Задачи, поставленные перед реакторами Поколения 4, сосредоточены в четырех областях: 1. долгий срок службы, 2. экономичность, 3. надежность и безопасность, 4. нераспространение и физическая защита.

Как было отмечено выше, для дальнейшей разработки в рамках GIF были выбраны шесть типов реакторов. Все они рассчитаны на замкнутый ядерно-топливный цикл. Вкратце их можно охарактеризовать следующим образом:

- GFR - Реактор на быстрых нейтронах с газовым охлаждением Система GFR представляет собой реактор с гелиевым охлаждением. Предназначен для выработки электроэнергии, не предусматривает производство водорода. Несмотря на большие технологические проблемы, согласно заявлениям представителей GIF, тип GFR имеет хорошие показатели безопасности, экономичности, а также устойчивости к ядерному распространению и физической защите. Предположительно строительство GFR может начаться к 2025 году.
- LFR - Реактор на быстрых нейтронах, охлаждаемый свинцом. LFR представляет собой реактор, охлаждаемый жидким металлом (свинцом или свинцом/висмутом). Планируется, что мощность реакторов может быть очень разной: от малых реакторов с мощностью 50-150 $M_{Вт}$ до установок с мощностью 300-400 $M_{Вт}$, и даже до 1200 $M_{Вт}$. LFR должен представлять из себя небольшую установку с длительным периодом эксплуатации активной зоны (от десяти до тридцати лет). Данная концепция спроектирована для небольших энергосистем развивающихся стран, которым не требуется полный топливный цикл. Наиболее оптимальным вариантом LFR с точки зрения задач, поставленных перед четвертым поколением, является установка малой мощности. Однако здесь требуется длительная исследовательская работа. Несмотря на то, что Россия не является членом GIF, установка типа LFR аналогична российскому реактору БРЕСТ. (БРЕСТ представляет собой ядерный реактор на быстрых нейтронах с мощностью в 300 $M_{Вт}$ и свинцовыми теплоносителями. Сейчас существует только проект этого реактора.) Среди членов GIF только Швейцария серьезно заинтересована в разработке LFR. США инициировали дальнейшие проектные исследования в этом направлении и разработали Малый Защищенный Мобильный Автономный Реактор (SSTAR). Система LFR имеет наилучшие показатели по устойчивости работы, что связано с длительностью эксплуатации активной зоны. Система имеет хорошие показатели экономичности и безопасности. Предположительно, строительство может начаться к 2025 году.
- MSR - Реактор на расплавленных солях Урановое топливо расплавляется в соли фторида натрия, циркулирующей по графитовым каналам активной зоны. Тепло, вырабатываемое в расплавленнойсоли, отводится во второй контур. Данный тип первоначально представлен для выработки электричества и сжигания отходов. Базисная установка имеет мощность 1000 $M_{Вт}$. Температура охлаждения составляет 700°C при низком давлении. Поначалу GIF выбрал MSR в качестве самой инновационной концепции. Однако из всех шести реакторных систем на разработку MSR необходимы самые большие затраты (около 1 млрд. долл. США). В итоге заинтересованность членов GIF в MSR достаточно низ-

ка. Высокие затраты и большое время, необходимое на разработку реактора, может поставить крест на дальнейших разработках.

- SCWR - Надкритический реактор с водяным охлаждением SCWR представляют собой высокотемпературные, работающие при высоком давлении реакторы с водяным охлаждением, функционирующие при таких давлениях и температуре, когда не существует разницы между состоянием жидкости и пара. Базисная установка имеет мощность 1700 Мвт. Топливом является оксид урана. Пассивные системы безопасности похожи на упрощенные реакторы с кипящей водой (SBWR). Реакторы SCWR более экономичны, нежели легководные, благодаря упрощенному устройству реактора. SCWR разрабатывается правительствами Японии, США и Канады. На данный момент не было создано ни одного прототипа. Практически все члены GIF проявляют высокую заинтересованность в разработке SCWR - практически такую же, как и к газоохлаждаемым реакторам.
- Реактор на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением: Можно выделить две главные концепции: первая включает реактор среднего размера (от 150 до 500 Мвт), вторая концепция включает в себя реакторы как среднего, так и большого размера (от 500 до 1500 Мвт) с МОКС топливом. По данным GIF, по сравнению со всеми конструкциями реакторов Поколения 4 у реактора на быстрых нейтронах - широчайшая опытно-конструкторская база. Однако существующие научно-технические знания основаны преимущественно на реакторах старого типа, выведенных из эксплуатации по разным причинам (безопасность, экономичность, недовольство общественности). В 2004 году функционировали лишь три аналогичных реактора с натриевым охлаждением. Ввиду своей истории, а также вследствие существенных рисков данной реакторной линии, сложно объяснить, почему выбор GIF пал на реакторы этого типа. Согласно GIF, для реализации программы строительства таких реакторов необходимы дополнительные научно-исследовательские работы, как в области топливного цикла, так и в области усовершенствования реактора.
- VHTR - Сверхвысокотемпературный реактор. Мощность реактора 600 Мвт, активная зона охлаждается гелием, графитовый замедлитель. Топливо может быть аналогичным либо реактору типа GT-MHR, либо реактору PBMR. Рассматривается в качестве самой многообещающей и перспективной системы, направленной на выработку водорода. Производство электроэнергии на VHTR должно стать высокоэффективным. Планируется подсоединить гелиевую газотурбинную систему напрямую к системе охлаждения. Однако необходимая газовая турбина с высокими эксплуатационными характеристиками до сих пор находится в стадии разработки. VHTR нуждается в разработке усовершенствованного топлива и высокотемпературных материалах. VHTR является следующим шагом в эволюционной разработке высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов (HTGR). Технология основана на нескольких демонстрационных проектах, у каждого из которых имелся достаточно короткий срок службы: реактор Dragon (20 Мвт 1966-1975 гг., Великобритания), AVR (15 Мвт, 1967-1988 гг., Германия), THTR (308 Мвт, 1986-1988 гг., Германия), а также американские Пич Боттом (42 Мвт, 1967-1974 гг.) и Форт Сент Рэн (342 Мвт,

1976-1989 гг.).

Еще одной попыткой сделать атомную промышленность более конкурентоспособной является производство водорода. С учетом этого стремления проектируются некоторые реакторы четвертого поколения: "Водород представляет собой один из трех оплотов будущего, на которые ядерная энергетика возлагает свои надежды (двумя другими являются: постепенное сокращение запасов ископаемого топлива, а также возрастающая потребность развивающихся стран в энергии)".

Следует отметить, что существует и серьезная критика проекта "реакторы четвертого поколения".

Согласно GIF, замкнутый топливный цикл является главным преимуществом конструкций реакторов четвертого поколения. При замкнутом топливном цикле происходит переработка отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) и получение из него плутония, который затем используется в качестве топлива. Процесс переработки ОЯТ широко критикуется из-за отрицательного воздействия на окружающую среду, а также за экономическую неэффективность затрат и проблемы в области безопасности. Для широкого внедрения технологии замкнутого топливного цикла необходимо произвести ряд изменений в существующей политике нераспространения в некоторых странах, включая США, и пересмотр существующей промышленной политики в большинстве ядерных держав. Движение навстречу четвертому поколению реакторов с замкнутым топливным циклом потребует крупномасштабных инвестиций на строительство перерабатывающих заводов. В итоге затраты на такие топливные концепции будут очень высоки. По данным исследования "Будущее ядерной энергетики проведенного Массачусетским Технологическим Институтом, нет однозначных аргументов в пользу того, что замкнутый топливный цикл упрощает проблему обращения с отходами, не говоря уже о новых затратах и рисках, в том числе и в сфере распространения. Также исследование делает вывод, что стоимость замкнутого топливного цикла, включая хранение и захоронение радиоактивных отходов, будет в 4.5 раза больше стоимости открытого топливного цикла. Следовательно, вряд ли может появиться реактор, который решит сразу все проблемы - экономические, накопления отходов и ядерного нераспространения.

В результате исследования был сделан следующий вывод: однократный топливный цикл лучше всего соответствует интересам экономичности и нераспространения. Усовершенствование тепловых реакторов в основном достигается за счет повышения обогащения в топливе. Однако это не решает проблему загрязнения окружающей среды. Напротив, эксперты обращают внимание на то, что использование так называемых тепловыделяющих элементов глубокого выгорания приведет к дополнительным проблемам не только во время эксплуатации реактора, но также и во время промежуточного хранения и окончательного захоронения. Как и ожидалось, краткосрочные усилия будут концентрироваться на тепловых реакторах. Как полагает Министерство энергетики США, в ближайшем будущем будут разрабатываться прежде всего тепловые реакторы четвертого поколения с топливом глубокого выгорания, а в долгосрочной перспективе усилия будут направлены на быстрые реакторы четвертого поколения. В итоге оказывается, что реакторы Поколения 4 далеки от успешного решения проблемы накопления и утилизации радиоактивных отходов. Кроме того, что переработка ОЯТ не имеет экономического смысла, в результате этого процесса выделяется плутоний, количества которого быстро растет. Институт ядерного контроля

предупредил о том, что переработка не обеспечивает гарантии нераспространения. Более того, ни одна концепция реакторов четвертого поколения не включает в себя мер, связанных с безопасностью транспортировок ядерных материалов, а также с защитой от террористических атак. Очевидно, что гражданская атомная индустрия не может обеспечить гарантий нераспространения. Нельзя этого ожидать и от реакторов четвертого поколения.

25 Термоядерный синтез.

Слияние двух легких ядер происходит с выделением энергии, т.к. энергия связи ядер в области ядер малого атомного веса растет с ростом массы ядра. Использование такого процесса для производства энергии является привлекательным из-за того, что в этом способе ядерное горючее практически неисчерпаемо. Основной трудностью при осуществлении этого процесса является необходимость сообщения достаточной энергии сливающимся ядрам, для того чтобы они могли преодолеть кулоновский барьер. Одной из возможных реакций является $D + D \rightarrow ^3 He + n$. Оценим необходимую температуру ядердейтерия для вступления в реакцию. Среднеквадратичный радиус ядра дейтерия равен $\sim 4 \text{ fm}$. Высоту кулоновского барьера найдем из соотношения

$$V_c = \frac{e^2}{2r_D} = \frac{1.44 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}}{8 \text{ фм}} \sim 180 \text{ кэВ}$$

$$T = \frac{V_c}{k} = \frac{180 \text{ кэВ}}{8.6 \cdot 10^{-5} \text{ град/эВ}} \sim 2 \cdot 10^9 \text{ }^\circ C$$

Это очень большая величина. Термоядерный цикл на Солнце начинается при температуре $\sim 10^7 \text{ }^\circ K$. Реакции при более низких температурах могут происходить за счет тунельного эффекта.

Рассмотрим физические процессы, происходящие при осуществлении термоядерного синтеза. Будем считать, что реакция слияния протекает при энергиях ниже кулоновского барьера взаимодействующих ядер. Квантовая механика дает для сечения глубоко подбарьерных реакций следующее выражение

$$\sigma = \frac{S}{v^2} \exp\left(-2\pi \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) \quad (25.1)$$

или

$$\sigma = \frac{S}{v^2} \exp\left(-2\pi \sqrt{\frac{E_g}{E}}\right) \quad (25.2)$$

здесь Z - заряд ядра, v - относительная скорость взаимодействующих ядер, S - множитель, зависящий от структуры ядра продукта. Величину $E_g = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4 m}{2\hbar^2}$ называют гамовской энергией.

Реакция происходит в условиях термодинамического равновесия газа взаимодействующих ядер. Тогда распределение по энергии каждой компоненты газа описывается максвелловским распределением, которое запишем в виде

$$f(\vec{v}, T) = \left(\frac{M}{2\pi T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2T}\right) \quad (25.3)$$

Функция $f(\vec{v}, T)$ нормирована условием

$$\int f(\vec{v}, T) d^3 \vec{v} = 1$$

Будем считать, что ядерное топливо представляет смесь двух ядер с концентрацией $n_1, n_2 [\text{см}^{-3}]$ и со скоростями \vec{v}_1, \vec{v}_2 . Число реакций, происходящих в единице объема в единицу времени, равно

$$\frac{dN}{dVdt} = n_1 n_2 v \sigma(v) \quad (25.4)$$

где $v = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$

Определим величину $\langle \sigma v \rangle$ как

$$\langle \sigma v \rangle = \int v \sigma f(\vec{v}_1, T) f(\vec{v}_2, T) d^3 \vec{v}_1 d^3 \vec{v}_2 \quad (25.5)$$

Теперь число реакций, происходящих в единице объема в единицу времени, будем определять по формуле

$$\frac{dN}{dVdt} = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (25.6)$$

Проведем интегрирование в интеграле (25.5). Для этого перейдем в систему центра масс взаимодействующих ядер. Скорость центра масс равна

$$\vec{v}_c = \frac{M_1 \vec{v}_1 + M_2 \vec{v}_2}{M_1 + M_2}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \vec{v}_1 &= \vec{v}_c + \frac{M_2}{M_1 + M_2} \vec{v} \\ \vec{v}_2 &= \vec{v}_c - \frac{M_1}{M_1 + M_2} \vec{v} \end{aligned}$$

Теперь произведение функций $f_1(\vec{v}_1, T) f_2(\vec{v}_2, T)$ примет вид

$$\begin{aligned} f_1(\vec{v}_1, T) f_2(\vec{v}_2, T) &= \frac{(M_1 M_2)^{3/2}}{(2\pi T)^3} \exp\left(-\frac{M_1 + M_2}{2T} v_c^2 - \frac{M}{2T} v^2\right) \\ M &= \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \end{aligned}$$

Для вычисления интеграла удобно от переменных $v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}, v_{2x}, v_{2y}, v_{2z}$ перейти к переменным $v_{cx}, v_{cy}, v_{cz}, v_x, v_y, v_z$. Для этого нужно вычислить якобиан D . Обозначим

$$a_1 = -\frac{M_1}{M_1 + M_2} \quad a_2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad a_2 - a_1 = 1$$

Якобиан D имеет вид

$$\begin{vmatrix} a_2 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_2 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & a_2 & 0 & 0 & 1 \\ a_1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & a_1 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Для вычисления определителя вычтем из первой строки четвертую, из второй пятую, из третьей шестую. Получим для D определитель

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ a_1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & a_1 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Вычислим этот определитель, разлагая его по первой строке, умноженным на соответствующие адъюнкты. В сумму войдет только один член. Продолжим эту операцию последовательно и окончательно получим $D = 1$. Это означает, что в интеграле интегрирование по $d^3\vec{v}_1 d^3\vec{v}_2$ можно заменить на интегрирование по $d^3\vec{v}_c d^3\vec{v}$.

Теперь интегрируем по \vec{v}_c . Этот интеграл выражается через функцию ошибок. При интегрировании по \vec{v} интегрируем по угловым переменным. Тогда получаем из интеграла (25.5) следующее выражение

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{M}{2\pi T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma v \exp \left(-\frac{M}{2T} v^2 \right) v^2 dv \quad (25.7)$$

Произведем замену переменных $E/T = x$. Тогда интеграл (25.7) с учетом (25.2) примет вид

$$\langle \sigma v \rangle = 2S \left(\frac{M}{2\pi T} \right)^{1/2} \int_0^\infty \exp \left(-x - \sqrt{\frac{E_g}{xT}} \right) dx \quad (25.8)$$

Подинтегральная функция обращается в нуль при $x = 0$ и $x = \infty$. Интеграл вычислим методом перевала. Найдем значение $x = x_0$, при котором функция достигает максимума и разложим показатель степени в интеграле в ряд около x_0 . Вычислим члены такого разложения.

$$\begin{aligned} \left(-x - \sqrt{\frac{E_g}{xT}} \right)' &= -1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_g}{T}} x^{-3/2} = 0 \quad x_0 = \left(\frac{E_g}{4T} \right)^{1/3} \\ \left(-x_0 - \sqrt{\frac{E_g}{x_0 T}} \right) &= -\left(\frac{E_g}{4T} \right)^{1/3} - \sqrt{\frac{E_g}{T} \left(\frac{4T}{E_g} \right)^{1/3}} = -\left(\frac{E_g}{4T} \right)^{1/3} - \left(\frac{2E_g}{T} \right)^{1/3} = \\ &- \left(\frac{E_g}{4T} \right)^{1/3} [1 + 2] = -3 \left(\frac{E_g}{4T} \right)^{1/3} = -3x_0 \\ \left(-x - \sqrt{\frac{E_g}{xT}} \right)'' &= (-1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_g}{T}} x^{-3/2})' = -\frac{3}{4} \sqrt{\frac{E_g}{T}} x^{-5/2} = -\frac{3}{4} \sqrt{\frac{E_g}{xT}} x^{-2} \\ -\frac{3}{4} \sqrt{\frac{E_g}{x_0 T}} x_0^{-2} &= -\frac{3}{2} \sqrt{\frac{E_g}{4T}} x_0^{-5/2} = -\frac{3}{2} x_0^{3/2} x_0^{-5/2} = -\frac{3}{2x_0} \end{aligned}$$

Интеграл приобретает вид

$$\int_0^\infty \exp \left(-x - \sqrt{\frac{E_g}{xT}} \right) \approx \int_0^\infty \exp \left(-3x_0 - \frac{3}{4x_0} (x - x_0)^2 \right) dx =$$

$$\begin{aligned} \exp(-3x_0) \int_0^\infty \exp\left(-\frac{3}{4x_0}(x-x_0)^2\right) dx &= \exp(-3x_0) \int_{-x_0}^\infty \exp\left(-\frac{3}{4x_0}t^2\right) dt \approx \\ \exp(-3x_0) \int_{-\infty}^\infty \exp\left(-\frac{3}{4x_0}t^2\right) dt &= \exp(-3x_0)\sigma\sqrt{2\pi}\left[\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^\infty \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) dt\right] = \\ \exp(-3x_0)\sqrt{2\pi}\sqrt{\frac{2x_0}{3}} &= \exp(-3x_0)\sqrt{\frac{4\pi x_0}{3}} \end{aligned}$$

Окончательно интеграл (25.8) принимает вид

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{S_0}{T^{3/2}} \exp\left[-3\left(\frac{E_g}{4T}\right)^{1/3}\right] \quad (25.9)$$

Здесь S_0 константа, имеющая свое значение для реакции данного типа. Для этой величины существуют эмпирические выражения. Из формулы (25.9), видно, что для не слишком высоких температур, величина $\langle \sigma v \rangle$ определяется значением E_g . Зависимость $\langle \sigma v \rangle$ от температуры для некоторых термоядерных реакций показана на рис. 25.1.

25.1 Критерий Лоусона.

Для оценки параметров плазмы, при которых возможна в ней термоядерная реакция с выделением энергии, превышающей энергию, затраченную на нагревание плазмы, используется критерий, введенный Лоусоном. Лоусон рассмотрел термоядерный реактор, работающий в импульсном режиме. В начале импульса некоторый объем плазмы V мгновенно нагревается до температуры T , удерживается при этой температуре в течение времени τ , а затем остывает. Пусть плотность плазмы равна n частиц в 1 см^3 . Тогда в малый интервал времени dt из реактора будет исходить $dN = ndt/\tau$ частиц. Если реактор работает в стационарном режиме необходимо вводить в него такое же число частиц.

Плазма содержит в единице объема n полностью ионизированных ядер и n электронов. Между этими двумя компонентами устанавливается термодинамическое равновесие при температуре T . Тогда плотность тепловой энергии равна

$$P_t = 2n \cdot \frac{3}{2}kT = 3nkT$$

Потери энергии плазмой происходят за счет утечки квантов тормозного излучения, возникающего при кулоновском взаимодействии электронов с ядрами в плазме. Удельная мощность такого излучения равна

$$P_r = Cn^2T^{1/2}$$

Покидающие активную зону, где происходит термоядерные реакции, частицы уносят энергию P_t . Из этой зоны уносится энергия P_r тормозными квантами. Будем считать, что осуществлена такая схема реактора, что вся эта энергия улавливается и часть ее возвращается в активную зону. В этой зоне выделяется и энергия термоядерных реакций P_0 и часть ее остается в этой зоне. Примем, что эта доля для всех

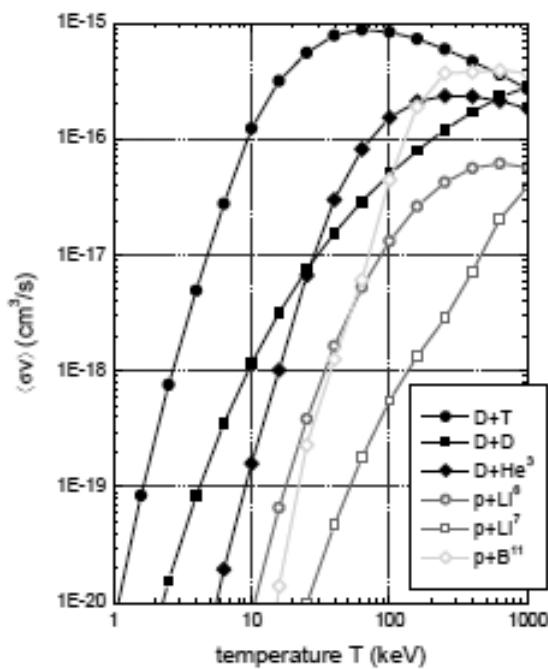


Рис. 25.1. Температурная зависимость ско-
ростей основных реакций, которые могут
использоваться в термоядерном синтезе.

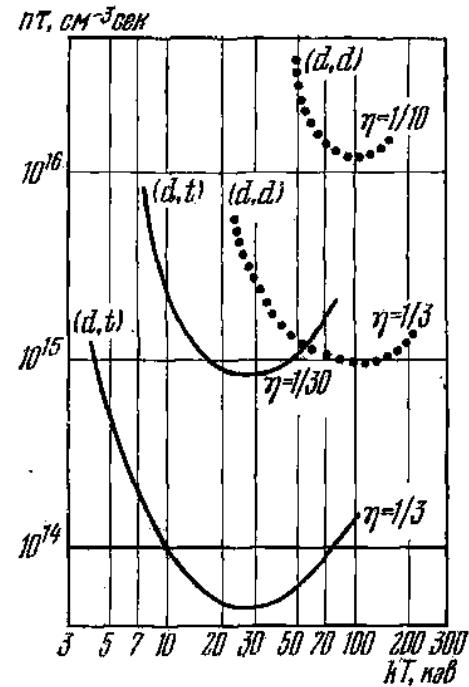


Рис. 25.2. Критерий Лоусона для реакций
(d,d), (d,t) при различных значениях па-
раметра η в зависимости от температуры
плазмы.

процессов одинакова и равна η . Условие работы реактора на нулевом уровне мощности определяется равенством энергии, поступающей и образующейся в активной зоне, и энергии, уносимой частицами плазмы и излучением плазмы

$$\eta(P_t + P_r + P_0) = (P_t + P_r) \quad (25.10)$$

Подставим в эту формулу явный вид входящих в нее членов:

$$P_0 = A\epsilon n^2 \langle \sigma v \rangle \quad P_r = Cn^2 T^{1/2} \quad P_t = \frac{Q_t}{\tau} = \frac{3nkT}{\tau} \quad (25.11)$$

Здесь ϵ - энергия, выделяющаяся в результате слияния ядер топлива.

Преобразуем (25.10)

$$P_0 = \frac{1-\eta}{\eta}(P_t + P_r) \quad (25.12)$$

Подставим сюда (25.11). Тогда

$$A\epsilon n^2 \langle \sigma v \rangle \tau = \frac{1-\eta}{\eta} 3nkT + \frac{1-\eta}{\eta} Cn^2 T^{1/2} \tau \quad (25.13)$$

Получим из последнего равенства величину $n\tau$

$$n\tau = \frac{3kT}{\frac{\eta}{1-\eta} A\epsilon \langle \sigma v \rangle - CT^{1/2}} \quad (25.14)$$

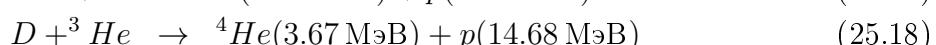
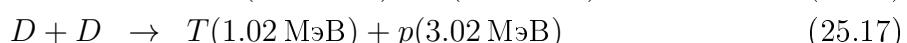
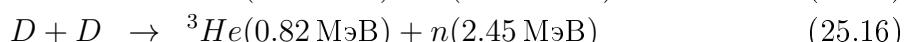
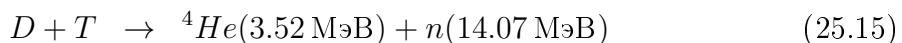
Мы получили связь между значением параметра $n\tau$, при котором обеспечивается термоядерная реакция на нулевом уровне мощности, с температурой плазмы, плотностью плазмы, сечением термоядерных реакций. Это значение называется критерием Лоусона.

Зависимость величины критерия Лоусона от температуры приведена на рис. 25.2 для реакций (d, d) и (d, t) для разных значений параметра η . Для $\eta = \frac{1}{3}$ минимум критерия Лоусона достигает для реакции (d, d) $n\tau > 10^{15} \text{ см}^{-3}\text{с}$ при температуре $T \sim 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$. Для реакции (d, t) $n\tau > 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}\text{с}$ при температуре $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$.

Это значение для (d, d) означает, что для плотности $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T \sim 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ время удержания плазмы должно быть $\tau > 1 \text{ с}$. Если к.п.д. убывает величина критерия в минимуме растет - это означает необходимость повышать плотность плазмы или увеличивать время ее удержания.

25.2 Техническая реализация термоядерных реакторов.

Наиболее перспективными реакциями термоядерного синтеза являются следующие:



Энергия синтеза содержится в кинетической энергии быстрых нейtronов, протонов и изотопов гелия. Пробег нейtronов как правило превышает размеры области ядерного горения. Это означает, что эта энергия выделяется на некотором расстоянии от этой области. Значительную долю энергии уносит тепловое излучение нагретой плазмы. Пробеги тяжелых частиц существенно меньше и расчет доли, уносимой ими энергии из области горения, представляет сложную задачу. Но при использовании магнитного поля для ограничения области горения тяжелые частицы движутся по круговым орбитам внутри этой области и теряют свою энергию на торможение в плазме. Эта энергия поглощается в плазме и разогревает ее.

Если плазма непрозрачна во всем спектральном диапазоне, то тогда она излучает как абсолютно черное тело. Тогда потери энергии за счет теплового излучения определяются формулой для полной плотности энергии

$$\epsilon_r = \frac{\pi^2}{15\hbar^3 c^3} T^4 = 0.86 \cdot 10^{20} T^4 \text{ МэВ см}^{-3}$$

Но в реально существующих термоядерных установках и в проектируемых длина поглощения излучения практически во всем спектральном диапазоне превышает линейные размеры объема плазмы. Линейчатый и рекомбинационный спектр для чисто водородной плазмы при высоких температурах исчезают. Это означает, плазма не может излучать как черное тело. Основные энергетические потери определяются только тормозным излучением.

Средняя энергия тормозных квантов примерно равна средней энергии теплового движения электронов и при температурах термоядерного синтеза эти энергии соответствуют мягкому рентгену. Полная удельная мощность тормозного излучения P_r

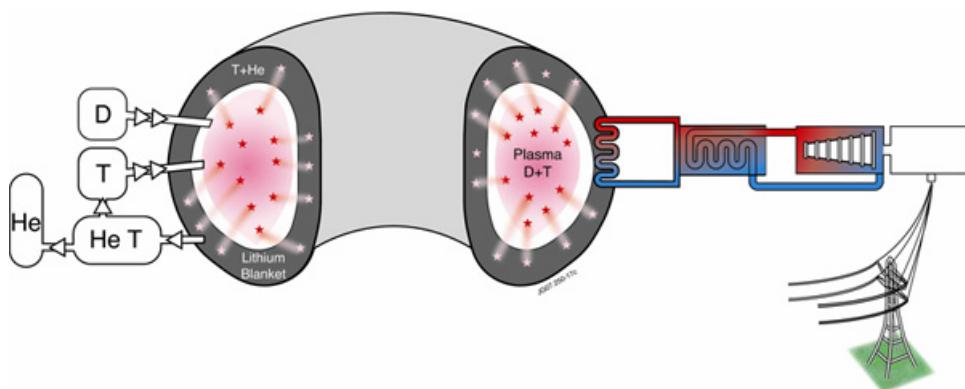


Рис. 25.3. Принципиальная схема устройства и работы термоядерной энергетической установки.

зависит от температуры следующим образом

$$P_r = cn^2 T^{1/2} = 1.29 \cdot 10^{-21} n^2 T^{1/2} \text{ Мэв с}^{-1} \text{ см}^{-3}$$

Для осуществления управляемой термоядерной реакции необходима термоизоляция области горения от стенок камеры. Для этого создается внутри камеры магнитное поле специальной конфигурации, обеспечивающее удержание плазмы внутри этой конфигурации. В сильном магнитном поле заряженные частицы двигаются по спирали вокруг линий магнитного поля. Благодаря этому электроны и ионы длительное время удерживаются внутри плазмы. Тепловой поток к стенкам возникает только за счет столкновений и небольших флуктуаций электрических и магнитных полей.

Плазма в термоядерных установках автоматически подогревается за счет джоулева тепла от протекающего по ней тока. Джоулева энерговыделения достаточно для нагревания плазмы до температуры в несколько миллионов градусов. Дальнейший нагрев производится высочастотным магнитным полем, частота которого совпадает с какой либо частотой резонансного процесса в плазме. Например, для электронов это электронно-циклotronный резонанс. Используется так же инжекция быстрых нейтральных частиц в плазму. Для этого ускоряют заряженные частицы, которые затем пропускают через вещество и там они нейтрализуются. Проходя в область плазмы они не отклоняются, а попав в область плазмы ионизируются и захватываются магнитным полем.

Схема термоядерной энергетической станции приведена на рис. 25.3. Термоядерные реакции происходят в тороидальной камере объемом 1 - 2 тысячи m^3 , заполненной тритий-дейтериевой плазмой, нагретой до температуры $\sim 10^8$ К. Плазма не контактирует со стенками камеры, что достигается применением магнитного поля. Нейтроны покидают область горения и останавливаются в стенке камере, толщина которой должна быть ~ 1 м. Камера снаружи может быть окружена слоем вещества, содержащим литий. Этот слой называется бланкетом. Смысл бланкета состоит в том, что в нем происходит ядерная реакция ${}^6Li + n \rightarrow {}^4He + T$. Образующийся тритий может собираться и вновь вводиться в камеру. Для повышения выхода трития в бланкет могут быть добавлены атомы бериллия и свинца. Быстрые термоядерные нейтроны взаимодействуя с ядрами свинца будут порождать новые нейтроны, которые в свою очередь взаимодействуя с ядрами бериллия дадут ядра трития.

Энергия нейтронов разогревает бланкет до температуры 400 - 1000 ° К. Это тепло отбирается первичным охлаждающим контуром с теплоносителем из воды или гелия. Это тепло передается во вторичный контур, где производится пар, приводящий в движение генераторы, производящие электрическую энергию.

Препятствие на пути развития исследований в данной области состоит в том, что работающую с выработкой энергии термоядерную установку нельзя создать и продемонстрировать в малых размерах. Для осуществления термоядерного синтеза необходимо не только магнитное удержание плазмы, но и достаточный ее нагрев. Отношение получаемой и затрачиваемой энергии возрастает пропорционально квадрату линейных размеров установки. Поэтому необходимо на определенном этапе исследований переходить к строительству достаточно больших по объему установок, требующих значительных финансовых затрат.

Рекордные достижения на настоящее время получены на объединенном европейском токамаке-реакторе JET (Англия). Эта установка работает на DT - смеси. На установке был осуществлен режим, в котором мощность термоядерного выделения энергии сравнялась с мощностью потерь энергии плазмой. Этот режим получил название "режима перевала". Отметим, что этот режим достигнут в импульсном режиме работы при длительности импульса 1 секунда и мощности термоядерного выделения энергии в 16 МэВ.

На рис. 25.4 изображен внутренний вид плазменной камеры самого мощного из действующих токамаков - JET (Англия). Ее поперечный размер около двух метров, высота - около четырех. Максимальный плазменный ток, полученный в этом токамаке, равен 7.5 МА, торoidalное магнитное поле достигает 3.5 Тл, максимальная мощность термоядерной реакции - 17 000 кВт. Многочисленные пластины - защитные элементы плазменной камеры - изготовлены из графитовых композитов. Для снижения эрозии они покрыты тонким слоем бериллия. Решетчатые конструкции - антенны высокочастотного дополнительного нагрева плазмы.

По существующим оценкам в энергетическом реакторе мощность термоядерного выделения энергии должна превышать мощность плазменных потерь в ~ 5 раз. В процессе термоядерного горения в DT горючем возникает нейtron с энергией 14.2 МэВ и альфа - частица с энергией 3.6 МэВ. Нейtron покидает плазму, а альфа - частица остается в плазме, так как магнитное поле заставляет ее двигаться по винтовой линии. Кинетическая энергия 4He выделяется в плазме и расходуется на нагревание плазмы. Режим, при котором этой энергии окажется достаточным для компенсации плазменных потерь, будет соответствовать возможности протекания самоподдерживающейся термоядерной реакции, при котором можно не использовать системы внешнего нагрева плазмы. Тепловая мощность термоядерного выделения энергии в этом режиме должна составить ~ 300 - 500 МэВ.

Сейчас реализуется проект строительства термоядерного реактора ИТЕР, в котором должен быть осуществлен режим зажигания и стационарного термоядерного горения в течении (~ 1000 с). Этот проект реализуется Европейским сообществом, Россией, США, Японией, Китаем. Расчетная тепловая мощность квазистационарного термоядерного реактора должна составить около 1.5 ГВт. ИТЕР еще не прототип энергетического реактора, работающего с выработкой энергии.

Задача демонстрации режима с производством энергии в термоядерном реакторе должна быть решена в следующем проекте ДЕМО. Основные технологии, которые будут заложены в этот проект, определятся в результате работы ИТЕРа. Возможно,

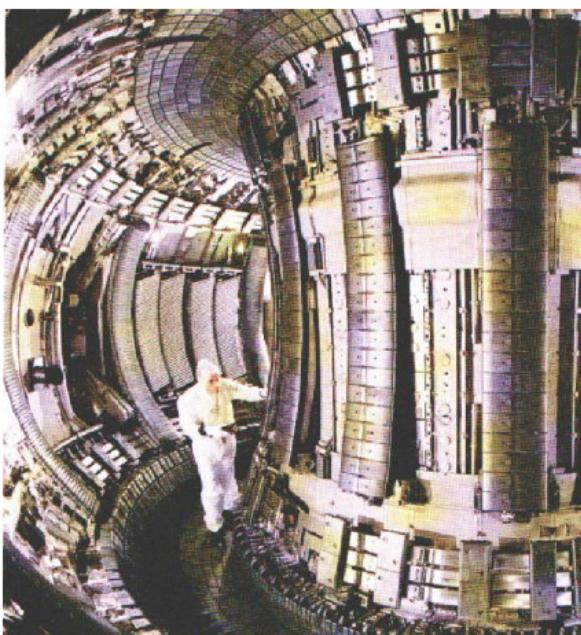


Рис. 25.4. внутренний вид плазменной камеры JET.

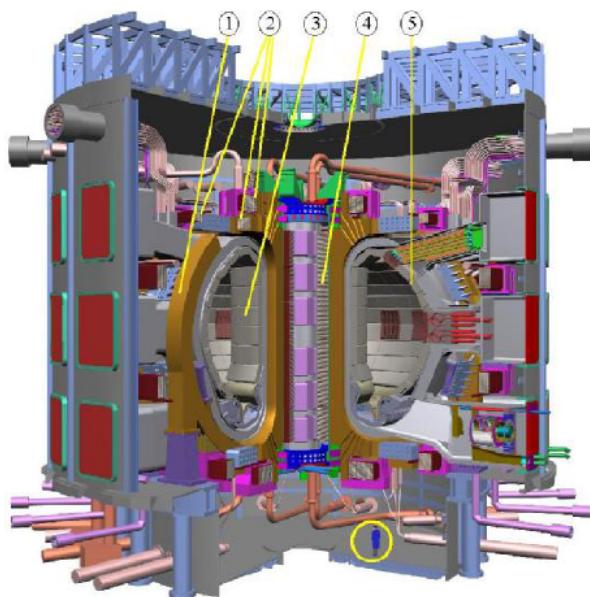


Рис. 25.5. Модель термоядерного реактора ИТЭР в разрезе. Внизу справа в кружке для масштаба изображена фигура человека.

что этот проект явится модификацией ИТЕРа. Процесс создания ДЕМО займет от 20 до 30 лет от момента начала строительства ИТЕРа.

На рис. 25.5 изображен разрез модели термоядерного реактора ИТЭР в разрезе. Высота плазменной камеры 3 около 8 метров, ее поперечник - около 4 метров. ТорOIDальное магнитное поле, создаваемое сверхпроводящими катушками 1, должно достигать на оси камеры 6 Тл, полный плазменный ток - 18 МА. Первичная обмотка трансформатора 4 и обмотки полоидального поля 2 также являются сверхпроводящими.

Этот реактор должен осуществлять режим термоядерного горения длительностью 400 - 1000 секунд. Мощность термоядерного горения должна достичь при этом 500 МВт, что уже превысит полный уровень энергозатрат на его поддержание. Для изучения процессов наработки трития и утилизации энергии быстрых нейтронов в ИТЭРе будут установлены различные варианты блоков модулей 5. От прямого плазменного воздействия они будут защищены пластинами бериллия.

Другое направление в разработке термоядерной энергетики состоит в создании системы с инерционным удержанием плазмы. В импульсных системах с инерционным удержанием плазмы выполнение критерия Лоусона достигается не за счет длительного удержания плазмы, а за счет увеличения ее плотности в результате сжатия смеси. Если при сжатии удастся достичь требуемой температуры 10-50 КэВ, а плотность смеси после ее сжатия будет достаточно велика, то она успеет прореагировать за время инерционного разлета смеси. Такие системы, которые фактически используют микровзрывы небольшого количества реагирующей смеси, называются системами с инерционным удержанием. Основная физическая задача в этом направ-

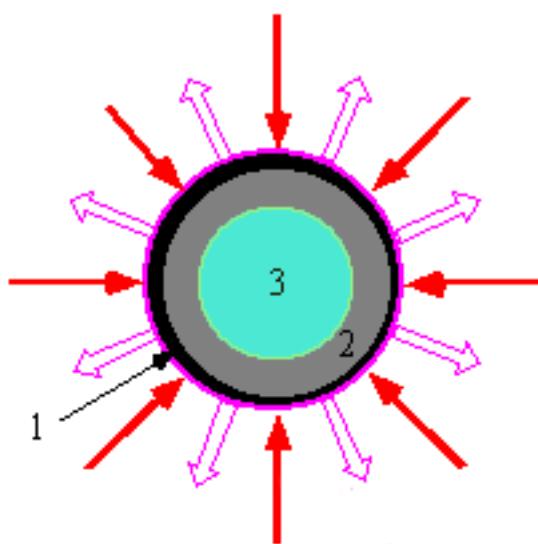


Рис. 25.6. Схема мишени для инерционного синтеза. 1 - полая оболочка, 2 - слой твердой замороженной смеси DT, 3 - газ из DT малой плотности.

лении управляемого термоядерного синтеза - получение высоких степеней сжатия в таком малом количестве топлива, которое позволит использовать выделившуюся термоядерную энергию без разрушения камеры, в которую помещена смесь.

Сейчас наиболее перспективным для осуществления системы с инерционным удержанием плазмы является использование лазеров, способных в коротких импульсах генерировать огромные мощности. Лазерное излучение направляется на небольшую сферическую оболочку, содержащую ядерное топливо. Сильно нагретая оболочка испаряется и реактивные силы, возникающие при этом сжимают оболочку и содержащуюся в ней реагирующую смесь (см. рис. 25.6).

Расчеты показывают, что для поджига мишени миллиметрового размера, содержащей несколько миллиграмм DT смеси, к ней требуется подвести полную энергию на уровне нескольких МДж за время меньшее или порядка 10 наносекунд. Необходимо обеспечить сферичность мишени с отклонением от симметрии не более 1%. В термоядерном реакторе с электрической мощностью 1 ГВт нужно поджигать 5 - 6 мишеней в секунду.

Другое направление создание систем с инерционным удержанием плазмы состоит в использовании пучков ускоренных частиц, энергия которых преобразуется в поток рентгеновского излучения, нагревающего термоядерную мишень и сжимающую ее для создания необходимой плотности. Рассматриваются варианты с использованием пучков легких частиц типа *Li* с энергией десятки МэВ и пучков тяжелых ионов типа *Pb* с энергией до 10 ГэВ.

В заключение еще раз подчеркнем, что термоядерная энергетика перспективный кандидат для выработки энергии для человечества на практически бесконечное время. В отличие от ядерной энергетики, основанной на делении ядер, она не создает долгоживущих радиоактивных отходов.

Основное препятствии на пути создания термоядерной энергетики технологические трудности создания магнитных ловушек с большими магнитными полями сложной конфигурации, обеспечения высокого вакуума, создания стенок реактора с требуемой чистотой. Необходимо развить методы преобразования энергии мощных

нейтронных потоков в электрическую мощность.

26 Литература.

Список литературы

- [1] Н.А. Власов Нейтроны. М: ГИТЛ, 1955, к разделам 1-6
И.И. Гуревич , В.П. Протасов Нейтронная физика. М: Энергоатомиздат, 1997, к разделам 1-6.
- [2] Ю.А. Александров Фундаментальные свойства нейронов. М: Энергоатомиздат, 1982, раздел 2.
- [3] А.И. Абрамов , Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич Основы экспериментальных методов ядерной физики. М: Атомиздат, 1977. разделы 3 и 5.
- [4] Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Э.И. Кэбин –на сайте НИИЯФ МГУ http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/neutr_gen/index.html/spull, раздел 4
- [5] О. Бор, Б. Моттельсон Структура атомного ядра. Т.1. М:Мир, 1971. раздел 6.
- [6] А.С. Давыдов Теория атомного ядра. М: ГИФМЛ, 1958, раздел 6.3-6.6, 6.13.
- [7] А.Г. Ситенко Теория ядерных реакций. М: Энергоатомиздат, 1983, раздел 6.3-6.6, 6.13.
- [8] П.Е. Ходгсон Оптическая модель упругого рассеяния. М: Атомиздат, 1966, раздел 6.12.
- [9] Ю.П. Гангрский, Б. Далхсурен, Б.Н. Марков Осколки деления ядер. М.: Энергоиздат, 1986, раздел 6.14 - 6.18.
- [10] И. Халперн Деление ядер. Современные проблемы физики М. Физматгиз 1962, раздел 6.14 - 6.18.
- [11] А.С.Давыдов Квантовая механика, Наука, М.,1973
- [12] В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, Атомиздат, М.,1972
- [13] И.Камерон Ядерные реакторы Энергоатомиздат, М.,1987
- [14] А.Д.Галанин Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах, Энергоатомиздат, М.,1984
- [15] К.Бекурц, Л.Виртц Нейтронная физика, Атомиздат, М.,1968
- [16] Д.Белл, С.Глесстон Теория ядерных реакторов М., ИЛ, 1974
- [17] П.Ф.Цвайфель Физика реакторов, Атомиздат, М.,1977
- [18] С.М.Фейнберг, С.Б.Шихов, В.Б.Троянский Теория ядерных реакторов, Атомиздат, М.,1978

- [19] Е.С.Глушков, И.П.Назаренко, И.Г.Паневич, Н.Н. Пономарев-Степной Методы нейтронно-физического расчета ядерных реакторов, МАИ, 2000
- [20] Ю.М.Ширков,Н.П.Юдин Ядерная физика, изд.Наука,М.,1972
- [21] Х.Голд, Я.Тобочник Компьютерное моделирование в физике, Москва, изд. "Мир 1990, том 2.
- [22] Л.П.Абагян,Н.О.Базазянц,И.Б.Бондаренко,М.Н.Николаев Групповые константы для расчета ядерных реакторов, Атомиздат, М.,1964
- [23] Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов, редактор Г.А.Бать, Энергоатомиздат, М.,1982
- [24] И.М.Соболь Метод Монте-Карло, изд. Физматгиз, М.,1971
- [25] В.И.Иванов Курс дозиметрии, Энергоатомиздат, М.,1988
- [26] А.Е.Гагаринский, статья на сайте www.ng.ru/energy/2007-03-13/3-atom.html
- [27] Энтони Фроггатт Ядерный реактор как источник опасности, www.dront.ru/defense/aes/public/istochnik.pdf