

2. Определить в нерелятивистском приближении кинетическую энергию, приобретаемую зарядом  $q$  массой  $m$ , если радиус орбиты, по которой он вращается, равен  $r$ , а магнитное поле  $H$  однородно.

Ответ.  $\mathcal{E} = q^2 R^2 H^2 / 2mc^2$ .

3. Ядро ускоренного иона  $^{238}\text{U}$  сталкивается с покоящимся ядром того же урана и на короткое время сливаются с ним в гантелеобразное вращающееся ядро. Оценить минимальную угловую скорость вращения  $\omega$  полученного гантелеобразного ядра.

Решение. Момент импульса вращающегося гантелеобразного ядра определяется формулой  $L^2 = l(l+1)\hbar^2$ , в которой следует положить  $l = 1$ . Таким образом,  $L = \sqrt{2}\hbar$ . С другой стороны,  $L = J\omega$ , где  $J$  — момент инерции гантелеобразного ядра относительно его центра масс. Для оценки  $J$  заменим гантель двумя соприкасающимися ядрами урана. Момент инерции сплошного шара относительно касательной к нему равен  $7/5mr^2$ , а двух шаров относительно общей касательной —  $14/5mr^2$ . Радиус ядра урана  $r = 8,7 \times 10^{-13}$  см,  $m = 4 \cdot 10^{-22}$  г,  $J = 8,5 \cdot 10^{-46}$  г·см<sup>2</sup>. Следовательно,

$$\omega = \frac{\sqrt{2} \cdot 1,05 \cdot 10^{-27}}{8,5 \cdot 10^{-46}} = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}.$$

4. В уроловых рудах обнаружены ничтожные количества  $^{239}_{94}\text{Pu}$ . Такой плутоний образуется из  $^{238}_{92}\text{U}$  под действием пейтронных потоков, всегда имеющихся в руде. Нейтронные потоки в свою очередь возникают и поддерживаются при спонтанном делении ядер урана или под действием космических лучей.

Оценить долю атомов  $^{239}_{94}\text{Pu}$ , отнесенную к числу атомов руды, предполагая, что руда состоит из чистого урана-238 и что плутоний образуется только под действием пейтронов от спонтанного деления ядер урана. Период полураспада урана-238 относительно спонтанного деления  $T_{1/2}^{\text{U}} \approx \approx 10^{16}$  лет, плутония  $T_{1/2}^{\text{Pu}} \approx 2,4 \cdot 10^4$  лет.

Решение. Предположим, что каждый пейтрон, возникающий при спонтанном делении ядра урана, поглощается ядром того же урана с образованием плутония. Как при всяком радиоактивном равновесии, искомая доля плутония  $N_{\text{Pu}}/N_{\text{U}}$  найдется из требования, чтобы число распадающихся в единицу времени при спонтанном делении ядер урана было равно числу распадающихся за то же время ядер плутония. Это дает

$$N_{\text{Pu}}/N_{\text{U}} = T_{1/2}^{\text{U}}/T_{1/2}^{\text{Pu}} \approx 10^{-12}.$$

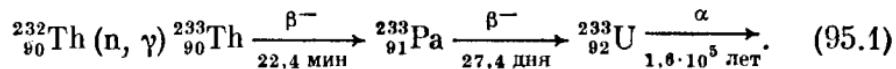
В действительно встречающихся рудах отношение числа атомов плутония к числу атомов руды примерно на два порядка меньше приведенного значения. Причина расхождения заключается в том, что  $N_{\text{U}} < N_{\text{руды}}$ , а главное в том, что большая часть пейтронов, возникающих при спонтанном делении ядер урана, поглощается ядрами других веществ руды, а также уходит паружу. Кроме того, не всякий пейтрон, поглощенный ядром урана, вызывает деление.

## § 95. Цепная реакция и ядерные реакторы

1. При делении тяжелых ядер освобождается энергия, равная в среднем около 200 МэВ на каждое делящееся ядро (см. § 93). Эта величина в сотни миллионов и миллиарды раз превосходит энергию, освобождающуюся в единичном акте химических реакций (последняя величина в лучшем случае составляет несколько

электронвольт, а обычно — десятые и даже сотые доли электронвольта). Энергия, освобождающаяся при делении атомных ядер, называется *ядерной* или *атомной энергией*. Ее получение в больших макроскопических количествах производится в *ядерных реакторах*. Теория ядерных реакторов, включающая наряду с физическими множество технических проблем, весьма обширна и сложна. Из этой теории в общем курсе физики, понятно, можно затронуть только немногие принципиальные вопросы чисто физического порядка.

Вещества, используемые в ядерных реакторах для осуществления ядерных реакций деления, называются *ядерным топливом*. В природе в естественном состоянии встречается только одно ядерное топливо — уран. Естественный уран содержит примерно 0,7 % изотопа  $^{235}\text{U}$ . Собственно, изотоп  $^{235}\text{U}$  и является *ядерным горючим*, поддерживающим реакцию ядерного деления. В естественном уране почти 99,3 % составляет изотоп  $^{238}\text{U}$ . Он, а также  $^{232}\text{Th}$  являются сырьевыми материалами, из которых искусственно получаются делящиеся изотопы  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$ , являющиеся также ядерным горючим. Но эти изотопы в естественном состоянии в природе не встречаются. Плутоний-239 получается в реакции (94.2), а уран-233 — в реакции



Высшие трансураны — америций, кюрий, берклий, калифорний, ввиду трудности и дороговизны их получения, не могут быть использованы для освобождения ядерной энергии в больших количествах.

Основную роль в ядерной энергетике играют ядра изотопов  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$ , содержащие пятое число нейтронов, так как они делятся нейtronами любых энергий, в том числе и тепловыми. Под *тепловыми* понимают нейтроны, энергия которых порядка  $kT$ . При комнатной температуре (300 К)  $kT \approx 4,14 \times 10^{-14}$  эрг  $\approx 0,025$  эВ. При таких малых энергиях сечение деления пропорционально  $1/v$ , где  $v$  — скорость нейтрона. Если энергия нейтрона  $\mathcal{E} \geq 1$  МэВ, то такие нейтроны называются *быстрыми*. Ядра  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  медленными нейтронами не делятся, а делятся только быстрыми нейтронами.

Важнейшей величиной, характеризующей делящееся ядро, является среднее число вторичных нейтронов  $v$ , вылетающих при делении одного ядра. Другая величина  $\eta$  характеризует уже не отдельное ядро, а однородную среду из одинаковых ядер, причем размеры среды достаточно велики (в пределе — бесконечно велики). Это есть среднее число вторичных нейтронов, приходящееся на единичный акт захвата нейтрона ядром. Числа  $v$  и  $\eta$  не совпадают между собой, так как нейтроны в среде вы-

зывают не только деление ядер, но также захватываются последними, не производя деления, но испуская  $\gamma$ -кванты, т. е. вступают в реакцию радиационного захвата ( $n, \gamma$ ). (Упругое рассеяние нейтронов на ядрах в размножении числа нейтронов не-посредственной роли не играет.) Пусть  $\sigma_n$  — сечение деления, а  $\sigma_{n\gamma}$  — сечение радиационного захвата. Тогда средняя доля ядер, способных к делению и фактически испытавших последнее, будет  $\sigma_n / (\sigma_n + \sigma_{n\gamma})$ . Среднее число испущенных вторичных нейтронов, приходящееся на один акт захвата нейтрона способным к делению ядром, будет

$$\eta = v \frac{\sigma_{n\gamma}}{\sigma_{n\gamma} + \sigma_n}. \quad (95.2)$$

Все величины, входящие в эту формулу, зависят от энергии нейтронов, так что сама формула относится только к моноэнергетическим нейтронам.

В табл. 16 приведены значения  $v$  и  $\eta$  для ядер, делящихся тепловыми и быстрыми нейтронами. В области не слишком больших возбуждений ядра ( $E \leq 10$  МэВ) при возрастании энергии возбуждения на 1 МэВ число  $v$  увеличивается примерно на 0,11.

2. Из табл. 16 видно, что  $\eta > 1$  (и притом заметно больше единицы). Это есть необходимое (но недостаточное) условие для

Таблица 16

Ядро		$^{233}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{239}_{94}\text{Pu}$
Тепловые нейтроны ( $E = 0,025$ эВ)	$v$	2,48	2,42	2,86
	$\eta$	2,28	2,07	2,11
Быстрые нейтроны ( $E = 1$ МэВ)	$v$	2,59	2,52	2,98
	$\eta$	2,45	2,3	2,7

осуществления цепной ядерной реакции деления атомных ядер. Термин «цепная реакция» заимствован из химии. Под цепной понимают такую реакцию, в которой воспроизводится, и притом в большем количестве, одно из исходных реагирующих веществ, которое вновь вступает в такую же реакцию. В результате это вещество снова воспроизводится, но в еще большем количестве.

В цепной ядерной реакции деления атомных ядер воспроизводятся нейтроны. Приведем идеализированный пример такой реакции. Пусть тело достаточно больших размеров (что считается достаточно большим, выяснится само собой в ходе изложения) состоит из чистого урана-235. Допустим, что в результате спонтанного деления или под действием космических лучей в теле появился нейtron. Отвлекаясь от всех усложняющих об-

стоятельств, примем для простоты, что каждый нейтрон рано или поздно захватывается одним из ядер  $^{235}\text{U}$  и вызывает деление последнего с возникновением двух новых нейтронов, которые мы будем называть нейтронами *первого поколения*. Эти два нейтрона в свою очередь вызовут деление двух ядер; в результате появятся четыре нейтрона *второго поколения*. На смену четырем нейтронам второго поколения придут  $2^3 = 8$  нейтронов *третьего поколения*, и т. д. Число нейтронов  $n$ -го поколения будет экспоненциально нарастать со временем.

Среднее время жизни одного поколения нейтронов в уране-235 порядка  $10^{-7} - 10^{-8}$  с. Возьмем для примера завышенное значение  $10^{-7}$  с. Тогда уже через время  $10^{-5}$  с после начала реакции появятся нейтроны сотого поколения в количестве  $N_{100} = 2^{100} = 1,27 \cdot 10^{30}$ . Всего за это время произойдет  $1 + 2 + + 2^2 + \dots + 2^{100} \approx 2^{101} \approx 2,54 \cdot 10^{30}$  ядерных делений с выделением энергии  $200 \cdot 2,54 \cdot 10^{30} \approx 5 \cdot 10^{32}$  МэВ  $\approx 8 \cdot 10^{26}$  эрг. Это вызовет колоссальный взрыв, средняя мощность которого равна около  $8 \cdot 10^{31}$  эрг/с. Для сравнения заметим, что полная мощность излучения Солнца составляет  $3,8 \cdot 10^{33}$  эрг/с. Масса всех ядер урана-235, претерпевших деление за рассматриваемое время, будет  $235 \cdot 1,68 \cdot 10^{-24} \cdot 2,54 \cdot 10^{30} \approx 10^9$  г  $\approx 10^6$  кг  $= 10^3$  т. Поэтому, чтобы рассматриваемый взрыв мог произойти реально и реакция деления к рассматриваемому моменту времени не затухла, начальное количество делящегося вещества должно быть заметно больше  $10^3$  т. В земных условиях приведенные числа переальны. Однако проведенные вычисления могут служить хорошим примером для уяснения принципа действия атомной бомбы.

3. Цепная реакция деления и есть основной процесс, который идет в ядерных реакторах. Объем, занимаемый делящимся веществом, называется *активной зоной* реактора. Цепная реакция практически осуществляется на так называемом *обогащенном уране*. Как уже было сказано, основную массу естественного урана составляет изотоп  $^{238}\text{U}$  (99,3 %), а изотоп  $^{235}\text{U}$  содержится в нем в количестве примерно 0,7 %. В обогащенном уране содержание изотопа  $^{235}\text{U}$  доводится до 2—5 %. Обогащение естественного урана производится путем *разделения изотопов*. Это очень длительный и дорогостоящий процесс. Его практически невозможно осуществить химическими методами, так как химические свойства изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  почти одинаковы. Приходится применять различные физические методы, использующие небольшое различие масс атомов подлежащих разделению изотопов. К таким методам в случае тяжелых элементов относятся главным образом *газовая диффузия* через пористые перегородки, *термодиффузия*, *центрифугирование*, *электромагнитный метод разделения изотопов*. Изотоп  $^{235}\text{U}$ , добавляемый к естественному урану, может быть заменен плутонием-239 или ураном-233, свой-

ства которых по отношению к реакции деления аналогичны свойствам урана-235.

Для смеси изотопов, заполняющей активную зону, сохраняет смысл введенный выше коэффициент  $\eta$ , как среднее число вторичных нейтронов деления, приходящееся на один нейtron, поглощенный смесью. Но формула (95.2), разумеется, в этом случае неприменима. Если делящимся является только один изотоп в смеси, то она должна быть заменена на

$$\eta = v\sigma_{nf}/\sigma_{nt}, \quad (95.3)$$

где  $\sigma_{nf}$  — сечение деления, а  $\sigma_{nt}$  — полное сечение захвата пейтрапона всеми компонентами смеси. Так, сечение деления урана-235 на тепловых нейтронах  $\sigma_{nf}^{(235)} = 582$  барн, сечения радиационного захвата  $\sigma_{n\gamma}^{(235)} = 100$  барн,  $\sigma_{n\gamma}^{(238)} = 2,73$  барн. Так как в естественном уране на один атом урана-235 приходится 140 атомов урана-238, то полное сечение для естественного урана на тепловых нейтронах будет

$$\sigma_{nt} = \sigma_{nf}^{(235)} + \sigma_{n\gamma}^{(235)} + 140 \cdot \sigma_{n\gamma}^{(238)} = 1064 \text{ барн.}$$

Для тепловых нейтронов  $v = 2,42$  (см. табл. 16). Поэтому для естественного урана и тепловых нейтронов

$$\eta = v\sigma_{nf}^{(235)}/\sigma_{nt} = 1,32.$$

Важнейшей величиной, характеризующей активную зону реактора, является *коэффициент размножения* нейтронов  $k$ . Это есть отношение общего числа пейтрапонов в каком-либо поколении к породившему их общему числу нейтронов в предыдущем поколении. Таким образом, если в первом поколении было  $N_1$  нейтронов, то их число в  $n$ -м поколении будет  $N_n = N_1 k^n$ .

При  $k = 1$  реакция деления *стационарна*, т. е. число пейтрапонов во всех поколениях одинаково — размножения нейтронов нет. Соответствующее состояние реактора называется *критическим*. При  $k > 1$  число  $N_n$  растет с увеличением  $n$  — такое состояние называется *надкритическим*. При  $k < 1$  число  $N_n$  убывает с увеличением  $n$  — такое состояние называют *подкритическим*. В предельном идеальном случае, когда реактор состоит из одной только активной зоны, причем последняя бесконечно велика, коэффициент размножения нейтронов снабжают индексом  $\infty$ , т. е. обозначают через  $k_\infty$ . Очевидно, коэффициент  $k_\infty$  является характеристикой только среды, заполняющей активную зону, и не имеет никакого отношения к устройству реактора.

От каких же параметров зависит коэффициент размножения нейтронов? Если бы активная зона состояла только из одного делящегося изотопа (например, урана-235), то было бы  $k_\infty = \eta$ . В случае реального реактора это не так. Для конкретности мы будем иметь в виду реактор на естественном или слабо обога-

щенном уране. Основная часть вторичных нейтронов появляется при делении ядер урана-235 тепловыми нейтронами. Но при делении образуются главным образом быстрые нейтроны. Чтобы сделать их более эффективными, используют различные *замедлители*, при рассеянии на ядрах которых нейтроны и замедляются до тепловых скоростей. Поэтому рассматриваемый реактор является *реактором на тепловых нейтронах*. Приводимая ниже формула (95.4) относится именно к таким реакторам.

В процессе замедления нейtron может поглотиться ядрами  $^{238}\text{U}$ , ядрами замедлителя и ядрами других конструктивных элементов реактора. Ясно, что коэффициент размножения пропорционален вероятности  $p$  того, что нейtron не будет поглощен такими ядрами. Конечно, некоторые ядра урана-238 разделяются быстрыми нейтронами, еще не успевшими замедлиться. Это обстоятельство учитывается введением множителя  $\epsilon$  — *коэффициента размножения на быстрых нейтронах*. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах есть отношение числа пейтронов, возникших при делении на быстрых и тепловых пейтронах, к числу пейтронов, возникших при делении только на тепловых пейтронах. Введем еще коэффициент теплового использования  $f$  — вероятность того, что замедлившийся нейtron будет поглощен ядрами изотопов урана, а не ядрами замедлителя и других конструктивных материалов реактора. Тогда

$$k_{\infty} = \eta p f \epsilon. \quad (95.4)$$

Поскольку размеры активной зоны конечны, часть пейтронов будет уходить из нее паружу. Поэтому можно положить

$$k = k_{\infty} P, \quad (95.5)$$

где  $P$  — вероятность того, что пейtron не уйдет из активной зоны. Эта формула справедлива для реакторов любого вида, независимо от конкретного выражения для  $k_{\infty}$ . Она сохраняет смысл и для атомной бомбы, активная зона которой состоит из чистого урана-235 или плутония-239. Величина  $P$  зависит от состава, размеров и формы активной зоны, а также от среды, окружающей активную зону. Если такая среда отражает пейтроны обратно в активную зону, то она увеличивает  $P$ . В этом случае она называется *отражателем* и состоит из легких атомов, слабо поглощающих нейтроны (графит, бериллий).

Как уже указывалось выше, для работы реактора необходимо, чтобы  $k = k_{\infty} P \geq 1$ . В пределе, когда  $k_{\infty} P = 1$ , цепная реакция, происходящая в реакторе, является самоноддерживающейся, стационарной. Размеры и массу активной зоны, а также вероятность  $P$ , когда в реакторе становится возможной самоподдерживающаяся цепная реакция, т. е. когда

$$P = P_{\text{крит}} = 1/k_{\infty}, \quad (95.6)$$

называют *критическими*. Эти величины, конечно, зависят от состава и формы активной зоны, а также от устройства ре-актора.

Для уменьшения утечки нейтронов активной зоне придают сферическую или близкую к сферической форму, например форму цилиндра с высотой порядка диаметра или форму куба, так как для тел такой формы отношение поверхности к объему тела минимально или близко к минимальному. Для чистого  $^{235}\text{U}$  критическая масса приблизительно равна 0,8 кг, для  $^{239}\text{Pu}$  — 0,5 кг, для  $^{251}\text{Cf}$  — 10 г.

Если масса активной зоны значительно превышает критическую, то цепная реакция приобретает характер взрыва. На этом принципе основано действие атомной бомбы. Последняя состоит из двух или больших частей, содержащих уран-235 или плутоний-239, масса каждого из которых значительно меньше критической. Когда эти части разведены, то и масса всех частей вместе меньше критической. В таком состоянии рассматриваемое ядерное устройство не взрывается. Но если с помощью химического взрыва (при котором развивается давление порядка миллиона атмосфер) части быстро сблизить, то масса полученной активной зоны станет заметно больше критической, и произойдет ядерный взрыв.

4. Выясним теперь более подробно, почему в реакторах на природном или слабообогащенном уране требуется замедлитель нейтронов. Примерный энергетический спектр нейтронов, возникающих при делении урана-235, представлен на рис. 165. По-

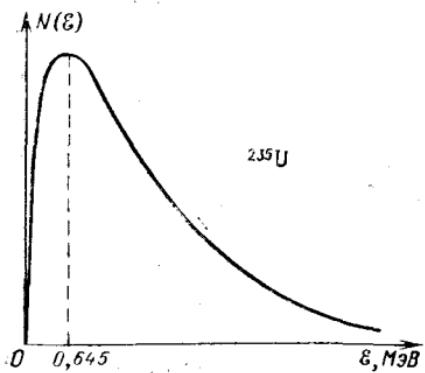


Рис. 165

оси абсцисс отложена кинетическая энергия нейтронов  $\mathcal{E}$  в системе отсчета, в которой исходное делящееся ядро покойится. По оси ординат в произвольных единицах отложено число нейтронов деления  $N(\mathcal{E})$ , приходящееся на единичный интервал энергии. Таким образом,  $N(\mathcal{E})d\mathcal{E}$  будет числом нейтронов, энергия которых заключена в интервале между  $\mathcal{E}$  и  $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$ . Кривая имеет максимум примерно при  $\mathcal{E} = 0,645$  МэВ.

Как видно из рис. 165, при делении  $^{235}\text{U}$  образуются преимущественно ядра урана-238, делятся только под ними с энергией  $\mathcal{E} \approx 1$  МэВ. Но эффективность деления очень мало — около 0,3 бар.  $^{235}\text{U}$  делится под действием нейтрона, эффективное сечение деления здесь неизменено энергией. Для тепловых нейтронов с энергией

тронов оно достигает значения 582 барса. Поэтому было бы выгодно замедлить нейтроны до тепловых энергий.

Конечно, при упругих столкновениях с ядрами урана-238 и урана-235 нейтроны замедляются, но этот процесс идет очень медленно ввиду большой массы ядер урана. Главным же препятствием для замедления нейронов в естественном уране является радиационный захват нейронов ядрами урана-238. Особенно интенсивно процесс радиационного захвата идет в резонансной области энергий. На рис. 166 представлена зависимость

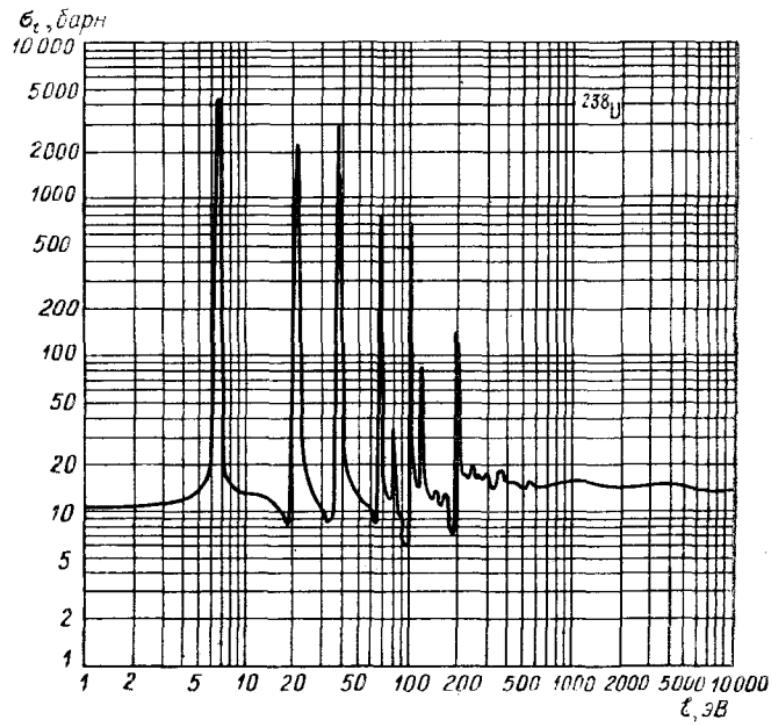


Рис. 166

полного эффективного сечения захвата  $\sigma_t$  нейтронов ядрами урана-238 в зависимости от энергии нейтрона. В резонансной области энергий наблюдаются частые и резкие пики, в которых  $\sigma_t$  достигает нескольких тысяч барн, причем  $\sigma_t \approx \sigma_{n\gamma}$ , так как  $\sigma_t = \sigma_{nn} + \sigma_{n\gamma}$ , по  $\sigma_{nn} \ll \sigma_{n\gamma}$ . При замедлении нейтроны должны пройти через резонансную область, где они поглощаются и поэтому не достигают области тепловых энергий. Кроме того, известная доля нейтронов уходит за пределы активной зоны. Для того чтобы как можно более значительная доля нейтронов замедлилась до тепловых скоростей, применяется замедлитель, т. е. вещество, состоящее из легких ядер, слабо захватывающих нейтроны. В качестве замедлителя часто используется графит. Применяются также тяжелая и обычная вода (обычная вода в

реакторах на природном уране не применяется из-за большого поглощения нейтронов ядрами водорода), бериллий и его окись, а также некоторые органические вещества.

Если активная зона ядерного реактора содержит замедлитель нейтронов, то основная часть ядерных делений происходит под действием тепловых нейтронов. Реакторы с замедлителем бывают *гомогенными* и *гетерогенными*. В гомогенном реакторе ядерное топливо и замедлитель нейтронов представляют собой однородную смесь (раствор или суспензию). В гетерогенном реакторе ядерное топливо в активной зоне располагается дискретно в виде вертикальных стержней, называемых *тепловыделющими элементами* (ТВЭЛами). Обычно ТВЭЛы образуют правильную решетку, а между ними располагается замедлитель. В гомогенном реакторе на естественном уране цепная реакция не идет, так как в результате поглощения нейтронов в резонансной области тепловых нейтронов остается недостаточно и коэффициент размножения нейтронов  $k$  получается меньше единицы. Напротив, при наличии достаточно большого количества замедлителя в гетерогенном реакторе можно получить  $k > 1$  даже для естественного урана, так что развитие цепной реакции становится возможным. Это объясняется тем, что большая часть нейтронов, получающихся при делении, попадает из ТВЭЛОв в замедлитель, а после замедления уже в виде тепловых нейтронов возвращается опять в ТВЭЛы, где вызывает новые ядерные деления.

Первый ядерный реактор был построен под руководством Ферми в декабре 1942 г. в Чикаго. Это был гетерогенный реактор, собранный из 45 т естественного урана и 450 т графита ( $k = 1,0006$ ). Его первоначальная мощность была 200 Вт. Позднее этот реактор был демонтирован и собран вновь, а его мощность была доведена до 100 кВт. Сходными параметрами обладал и первый в Европе ядерный реактор, запущенный в СССР в декабре 1946 г. под руководством И. В. Курчатова. Он содержал 50 т естественного урана и 500 т графита. Его стандартная мощность была 10 кВт.

Если замедлителя в активной зоне нет, то основная часть ядерных делений вызывается быстрыми нейтронами с энергией  $\mathcal{E} \geq 1$  МэВ. Возможны также ядерные реакторы на промежуточных нейтронах с энергиями 1—1000 кэВ.

5. Время жизни  $\tau$  одного поколения мгновенных нейтронов сильно зависит от среды, заполняющей активную зону реактора, и меняется в пределах примерно от  $10^{-3}$  до  $10^{-8}$  с. Малость этого времени вынуждает при работе с большой точностью поддерживать равенство  $k = 1$ . Допустим, например, что  $k = 1,01$ , и возьмем наиболее благоприятный случай, когда  $\tau = 10^{-3}$  с. Тогда за одну секунду произойдет смена  $1/10^{-3} = 1000$  поколений нейтронов, а их число увеличится в  $1,01^{1000} \approx 20\,000$  раз. Это вызвало бы колоссальный взрыв реактора.

В действительности управление реактором сильно упрощается благодаря *запаздывающим нейтронам*. Коэффициент размножения нейтронов, о котором до сих пор шла речь, мы теперь обозначим через  $k_m$  и будем называть *коэффициентом размножения мгновенных нейтронов*. Этот коэффициент не учитывает дополнительное размножение из-за появления запаздывающих нейтронов. Введем, далее, несущественное для понимания сути дела упрощающее предположение, что имеется только один тип запаздывающих пейтронов, появляющихся через время  $T$  после деления. Пусть в начальный момент общее число нейтронов было  $N_0$ . Через время  $nT$ , когда запаздывающие пейтроны еще не появлялись, число мгновенных пейтронов возрастет до  $N_0 k_m^n$ , где  $n$  — число поколений пейтронов. В момент  $T = nT$  появятся запаздывающие пейтроны, возникшие в результате деления ядер в начальный момент. Число таких пейтронов мы обозначим через  $\beta N_0$ , где  $\beta$  — малая дробь ( $\beta \approx 0,64\%$ ). Общее число всех нейтронов в момент  $T$  будет  $N = N_0 k_m^n + \beta N_0$ . Отношение  $N/N_0$  можно назвать *полным коэффициентом размножения* и обозначить через  $k$ . Таким образом,

$$k = k_m^n + \beta. \quad (95.7)$$

При этом предполагается, что смена поколений вейтронов периодически повторяется через промежуток времени  $T$ .

Допустим, что  $k = 1 + \beta \approx 1,0064$ . Тогда  $k_m = 1$ . Это значит, что процесс размножения на мгновенных пейтронах стационарен. Размножение пейтронов будет происходить только из-за появления *запаздывающих нейтронов*, т. е. периодически повторяться через промежуток времени  $T$ , причем каждый раз число пейтронов будет возрастать в  $k \approx 1,0064$  раза. Число пейтронов через время  $10T$  увеличится в  $k^{10} \approx 1,066$  раза. Средний период полураспада осколков деления, порождающих запаздывающие пейтроны, как легко вычислить, используя табл. 15, равен примерно 9 с. Поэтому среднее время жизни одного поколения нейтронов будет  $T \approx 9/\ln 2 \approx 13$  с. Таким образом, количество нейтронов через 13 с увеличится только в 1,0064 раза, а через 130 с — в 1,066 раз. Еще медленнее увеличение количества пейтронов будет происходить, когда  $1 < k < 1,0064$ . Столь медленное размножение пейтронов существенно упрощает процесс управления работой реактора. Катастрофическое увеличение числа нейтронов наступит лишь тогда, когда  $k$  заметно начнет превышать 1,0064, так как в этом случае размножение будет идти уже на мгновенных пейтронах. (Конечно, в случае реальных реакторов на значение  $k = 1,0064$  надо смотреть как на грубо ориентированное, так как оно получено для сильно упрощенной модели, предполагавшей, что имеется только один вид запаздывающих нейтронов.)

нов, вызывающих деление ядер через строго постоянный промежуток времени  $T$ .)

Регулирование цепной реакции в ядерном реакторе на тепловых нейтронах обычно осуществляется дистанционно с пульта управления путем передвижения в активной зоне вертикальных регулирующих стержней. Такие стержни изготавливаются из кадмия, карбida бора и других веществ, сильно поглощающих нейтроны. Поглощение нейтронов происходит в основном на изото-дах кадмия  $^{113}\text{Cd}$  и бора  $^{10}\text{B}$ . Сечения поглощения тепловых нейтронов на них равны соответственно  $2 \cdot 10^4$  и  $4 \cdot 10^3$  барн. При увеличении глубины погружения регулирующих стержней в активную зону число поглощаемых нейтронов увеличивается, вследствие чего цепная реакция ослабевает и даже может совсем затухнуть. Наоборот, при выдвижении регулирующих стержней из активной зоны поглощение нейтронов уменьшается, а цепная реакция усиливается. Таким путем можно менять мощность реактора и поддерживать ее на требуемом уровне.

Быстрые нейтроны сравнительно слабо поглощаются в регулирующих стержнях. Поэтому для регулирования реакторов малых размеров на быстрых нейтронах применяют приближение и удаление отражателя от активной зоны реактора.

6. В результате деления ядер в активной зоне выделяется энергия в виде тепла. Количество тепловой энергии, выделяющейся в единицу времени, называется *мощностью реактора*. Так как при каждом акте деления выделяется энергия около  $200 \text{ МэВ} = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}$ , то мощности  $1 \text{ МВт}$  соответствует  $10^6$ :  $(3,2 \cdot 10^{-11}) \approx 3 \cdot 10^{16}$  актов деления в секунду. Отвод тепла из активной зоны осуществляется *теплоносителем*, который в энергетическом реакторе должен с наименьшими потерями передать его в установку, вырабатывающую электроэнергию. При не чрезмерно больших тепловых потоках в реакторах на тепловых нейтронах в качестве теплоносителя используются вода, водяной пар, воздух, азот, углекислый газ и т. д. В мощных реакторах, где активная зона прогревается до температуры  $300^\circ\text{C}$ , использование воды затрудняется ее закипанием. Для избежания закипания приходится сильно повышать давление в системе теплоотвода. В реакторах на быстрых нейтронах, где энерговыделение громадно (около  $0,5 \text{ кВт на } 1 \text{ см}^3$ ), как правило, теплоносителем служит жидкий натрий, обладающий хорошими теплоотводящими свойствами.

7. При работе реактора мощностью  $1 \text{ МВт}$  из активной зоны исходит мощный поток нейтронов (свыше  $10^{13}$  нейтронов на  $1 \text{ см}^2$  в секунду, а в импульсных реакторах с длительностью импульса  $0,1 \text{ с}$ , когда мгновенная мощность реактора составляет  $10^5 \text{ МВт}$ , плотность нейтронного потока достигает  $10^{18}$  нейтронов на  $1 \text{ см}^2$  в секунду). Излучается также поток  $\gamma$ -квантов примерно такой же мощности, возникающий при делении и  $\beta$ -рас-

падах радиоактивных ядер. Это примерно в 100 миллиардов раз превышает допустимую плотность потока. Защита должна сильно ослабить оба потока, чтобы они не превышали приемлемую плотность потока. Наилучшими материалами для защиты от  $\gamma$ -квантов являются материалы с большими атомными номерами  $Z$ . Для защиты от нейтронов, помимо хороших поглотителей, нужны также эффективные замедлители, так как проникающая способность особенно велика для быстрых нейтронов. В качестве замедлителей используются легкие элементы, а в качестве поглотителей — бор и тяжелые элементы (cadмий, железо, свинец и др.). Должна быть предусмотрена защита и от довольно жестких вторичных  $\gamma$ -квантов, возникающих при радиационных захватах ( $n, \gamma$ ) ядрами защиты. Хорошей и дешевой

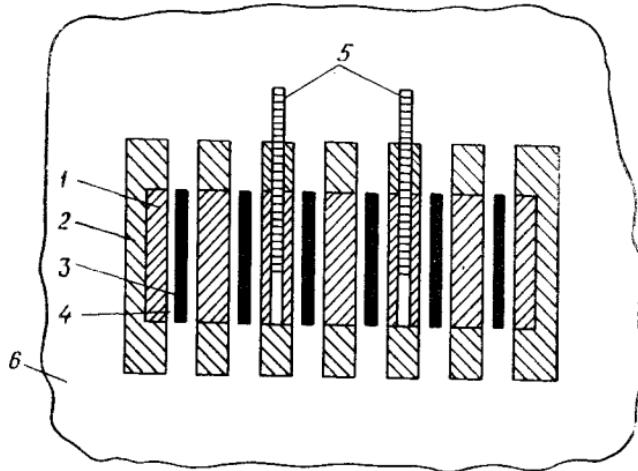


Рис. 167

защитой как от нейтронов, так и от вторичных  $\gamma$ -квантов является бетон с железным заполнителем и соединениями бора.

8. На рис. 167 схематически представлен разрез части активной зоны гетерогенного ядерного реактора (1 — замедлитель, 2 — отражатель, 3 — ТВЭЛ, 4 — канал охлаждения, 5 — регулирующие стержни, 6 — защита).

В качестве примера приведем некоторые данные об активной зоне гетерогенного ядерного реактора первой в мире атомной электростанции (АЭС), вступившей в строй в Обнинске в 1954 г. Активная зона реактора имеет форму цилиндра размерами  $1,5 \times 1,7$  м. В графитовый замедлитель введено 128 ТВЭЛОв, содержащих около 550 кг обогащенного до 5 % урана. Теплоносителем служит вода. Мощность электростанции составляет 5 МВт. Это — небольшая мощность; в мощных электростанциях количество ядерного топлива больше в сотни раз.

9. При работе ядерного реактора происходит накопление продуктов деления и образование трансурановых элементов, главным образом плутония. Накопление радиоактивных продуктов называется *отравлением реактора*, а накопление стабильных продуктов — *зашлаковыванием*. Отравление вызывается преимущественно изотопом ксенона  $^{135}\text{Xe}$ , обладающим наибольшим сечением поглощения нейтронов ( $2,6 \cdot 10^6$  барн). Основная часть изотопа  $^{135}\text{Xe}$  образуется в результате  $\beta$ -распада изотопа иода  $^{135}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 6,8$  ч). Изотоп  $^{135}\text{Xe}$  в свою очередь претерпевает  $\beta$ -распад с периодом  $T_{1/2} = 9,2$  ч и превращается в практически стабильный изотоп цезия  $^{135}\text{Cs}$ . Отравление и зашлаковывание приводят к уменьшению коэффициента размножения  $k$  и, следовательно, к уменьшению тепловой мощности реактора. Для увеличения срока действия ТВЭЛОв, загружаемых в активную зону, регулирующие стержни сначала погружают глубоко. Затем по мере выгорания ядерного топлива их постепенно выдвигают. Замена ТВЭЛОв, являющихся сильными излучателями, производится дистанционно.

10. По назначению и мощности различают следующие виды ядерных реакторов.

1) *Экспериментальные реакторы*. Их мощность не превышает нескольких киловатт. Эти реакторы предназначены для изучения и измерения различных физических величин ( $v$ ,  $\eta$ ,  $e$  и т. д.), знание которых необходимо для проектирования и эксплуатации других ядерных реакторов.

2) *Исследовательские реакторы*. Их мощность не превышает 100 МВт, а выделяющаяся энергия, как правило, не используется. Потоки нейтронов и  $\gamma$ -квантов, исходящие из активной зоны, используются для исследований в ядерной физике, физике твердого тела, радиационной химии, биологии, для испытания материалов в пейтронных потоках и т. д. Импульсные реакторы также относятся к исследовательским реакторам.

3) Реакторы, предназначенные для получения *новых делящихся трансуранов и радиоактивных изотопов*.

4) *Энергетические реакторы*. Они используются для выработки электроэнергии, теплофикации, в силовых установках на кораблях, для опреснения морской воды и т. д. Термовая мощность современных энергетических реакторов достигает 3—5 ГВт.

Ядерные реакторы различаются также по виду ядерного топлива (естественный и обогащенный уран), по его химическому составу (металлический U,  $\text{UO}_2$ , UC и т. д.), по виду замедлителя ( $\text{C}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ , Be,  $\text{BeO}$ , гидриды металлов, отсутствие замедлителя), по виду теплоносителя ( $\text{H}_2\text{O}$ , газ,  $\text{D}_2\text{O}$ , органические жидкости, расплавленные металлы). Наиболее распространены гетерогенные ядерные реакторы на тепловых нейтронах с замедлителями из  $\text{C}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$  и теплоносителями из  $\text{H}_2\text{O}$ , газа,  $\text{D}_2\text{O}$ .

**11.** Важная роль в ядерной энергетике в настоящее время отводится *реакторам-размножителям* (иначе называемым *бридерами*). В будущем роль таких реакторов должна становиться все большей и большей и в конце концов сделаться определяющей. Реактором-размножителем называется такой реактор, в котором происходит не только выработка энергии, но и *расширенное воспроизведение* делящегося материала. Циклы воспроизведения основаны на ядерных реакциях (94.2) и (95.1). В первой реакции не делящееся медленными нейтронами ядро  $^{238}\text{U}$  превращается в ядро  $^{239}\text{Pu}$ . Во второй реакции ядро  $^{232}\text{Th}$ , также не делящееся медленными нейтронами, превращается в ядро  $^{233}\text{U}$ . Ядра же  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  в отношении деления не хуже, а даже лучше ядра  $^{235}\text{U}$ . Существенно заметить, что выделение образовавшегося  $^{239}\text{Pu}$  из  $^{238}\text{U}$ , а также образовавшегося  $^{233}\text{U}$  из  $^{232}\text{Th}$  производится химически, а это несравненно легче и быстрее, чем в трудоемких и медленно идущих процессах разделения изотопов.

*Коэффициентом воспроизведения*  $K_v$  реактора-размножителя называется отношение скорости образования делящихся ядер к скорости уничтожения исходных делящихся ядер. Для получения  $K_v > 1$  необходимо, чтобы на одно поглощение нейтрона исходным делящимся ядром приходилось больше двух ( $\eta > 2$ ) рождающихся нейтронов, так как один из этих нейтронов должен расходоваться на продолжение цепной реакции деления. Фактически из-за поглощения пейтронов в конструкционных материалах и продуктах деления необходимо  $\eta > 2,2 - 2,3$ . На изотопах  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  расширенное воспроизведение ядерного горючего практически возможно только в реакторах на быстрых пейтронах, так как для медленных нейтронов величина  $\eta$  слишком мало отличается от 2 ( $\eta = 2,07$  для  $^{235}\text{U}$  и  $\eta = 2,11$  для  $^{239}\text{Pu}$ ). На быстрых же пейтронах  $\eta$  заметно превышает 2 (2,3 и 2,7 соответственно). У урана  $^{233}\text{U}$  коэффициент  $\eta$  достаточно велик (2,28) уже для тепловых нейтронов и мало повышается (до 2,45) при переходе к быстрым нейтронам. Поэтому расширенное воспроизведение на  $^{233}\text{U}$  можно было бы вести и в тепловых реакторах.

В реакторах-размножителях пока применяется обогащенный уран с высоким содержанием  $^{235}\text{U}$  (до 30 %), но в будущем, по мере накопления запасов  $^{239}\text{Pu}$ , ядерным топливом будет служить смесь естественного урана с плутонием. Торий  $^{232}\text{Th}$  как сырьевой материал для получения делящихся ядер  $^{233}\text{U}$  пока не нашел применения. Этот элемент не образует богатых месторождений, и технология его извлечения из руд сложнее технологии извлечения урана. Но в перспективе торий должен будет использован в ядерной энергетике широко, так как его запасы на Земле в десятки раз больше, чем урана.

В реакторах-размножителях активная зона окружена слоем воспроизводящего вещества, называемым *зоной воспроизведения*.

Через реактор в качестве теплоносителя прокачивается жидкий патрий, который практически не замедляет нейтроны, но хорошо отводит тепло.

Ядерные реакторы на тепловых нейтронах могут «сжечь» 0,5—1 % урана. Использование же реакторов-размножителей увеличивает это число в десятки раз.

12. В заключение остановимся на мотивах, которые диктуют необходимость развития ядерной энергетики. В начале нашего века потребление энергии в мире удваивалось приблизительно за 50 лет. В середине века это происходило уже за 30 лет, а сейчас — за 10—15 лет. В настоящее время около 70 % энергопотребления в мире обеспечивается нефтью и газом. Однако мировые запасы нефти и газа ограничены. С учетом роста энергопотребления они могут быть исчерпаны в течение 20, максимум — 50 лет. Кроме того, нефть и газ необходимо было бы сохранить на более длительное время как сырье для получения ряда химических продуктов, пластмасс, для производства белка за счет микробиологического синтеза и т. д. Каковы же пути преодоления надвигающегося тотального энергетического кризиса?

Необходимо перестроить энергетику на новой основе. Прежде всего надо шире использовать уголь, так как запасы угля на Земле значительно превосходят запасы других природных горючих. В дальнейшем должна быть широко использована ядерная энергия. Сравнительно дешевого урана, пригодного для энергетических целей, на Земле по оценкам не так уж много — около 4 млн. тонн. Сейчас на атомных электростанциях потребляется почти исключительно уран-235 и лишь около 1 % урана-238 включается в тоцливый цикл, который реализуется в существующих реакторах. Этих ресурсов хватит примерно на такое же время, что нефти и газа. Использование реакторов-размножителей меняет дело. В таких реакторах каждый килограмм природного урана может отдавать энергию в 30—40 раз больше, чем в обычных ядерных реакторах на тепловых нейтронах. Поэтому можно использовать не только дешевый, но и дорогой уран, а также торий. В результате энергетическими ресурсами станут десятки миллионов тонн урана, которые находятся, например, в океанской воде, в бедных урановых рудах, горных породах, а также сотни миллиардов тонн тория. А таких ядерных ресурсов хватит на тысячи лет. Еще более кардинальное решение энергетического кризиса дало бы использование термоядерной энергии, но эта проблема пока еще не решена. О ней говорится в § 98.

Существенным недостатком атомных электростанций является накопление радиоактивных отходов, которые необходимо весьма надежно и длительно хранить, чтобы предотвратить опасное загрязнение внешней среды. Это трудная инженерная проблема, которая, однако, может быть надежно решена при любых мас-

штабах производства энергии. Более того, исследования показали, что вред, наносимый окружающей среде электростанциями на угольном топливе, существенно больше, чем вред от атомных электростанций.

### § 96. Природный ядерный реактор в Окло

1. В 1972 г. во время масс-спектрографического анализа на заводе Пьерлатте (Франция), где проводилось обогащение ядерного топлива из гексафторида урана ( $\text{UF}_6$ ), было обнаружено, что в этом материале из общего числа атомов урана содержится 0,717 % атомов урана-235, тогда как в земных породах, метеоритах и образцах лунного грунта содержание урана-235 больше, а именно 0,72 %. Урановая руда для переработки доставлялась из рудника Окло, расположенного в Габоне вблизи города Франсфиля (Африка). Как выяснилось позднее, уже в более раннее время (в 1970 — 1972 гг.) на переработку поступала руда, содержащая временами до 20 % урана, обедненного до 0,64 % изотопом  $^{235}\text{U}$ . Так как руда при добыче перемешивалась, то обеднение ураном-235 в отдельных образцах могло быть еще сильнее. Всего обедненного урана, использованного в цепной реакции деления, было добыто более 700 т, причем дефицит урана-235 (не замеченный первоначально) составил примерно 200 кг. Изотопный анализ урановых образцов, значительно обедненных ураном-235, обнаружил также заметные отклонения от природного распределения именно тех редкоземельных изотопов, которые являются продуктами деления ядер урана. Каковы же возможные причины этих отклонений?

Урановое месторождение Окло, исследованное по методу содержания свинца в урановой руде, сформировалось примерно  $1,8 \cdot 10^9$  лет тому назад. Как полагают геологи, в дельте древней реки образовался осадочный слой богатого ураном песчаника толщиной 4—10 м и шириной 600—900 м. Под ним находилась базальтовая порода, которая под действием тектонических процессов опустилась на глубину в несколько километров. При таком опускании урановая жила растрескалась, и в нее проникли грунтовые воды. Десятки миллионов лет тому назад месторождение поднялось вверх до современного уровня. В руде со средней весовой концентрацией урана 0,5 % были обнаружены 6 глинистых линз, т. е. образований размером от 10 до 20 м и толщиной порядка метра, в которых концентрация урана доходит до 20—40 % и больше. Образование линз со сверхвысоким содержанием урана произошло, по-видимому, под действием фильтрационных вод, хотя детальная картина этого процесса и не ясна.

2. Урановый рудник в Окло в какой-то мере напоминает геотермический ядерный реактор. Роль ТВЭЛов выполняют линзы,