

захвата $A + a \rightarrow B + \gamma$ и фотоотщепления $B + \gamma \rightarrow A + a$ эффективные сечения будут приблизительно одинаковы только в том случае, если реакция захвата проходит с самым незначительным выделением энергии.

Когда энергия налетающей частицы E_a равна резонансной (т. е. когда сумма $E_A + E_a$ точно соответствует одному из квантовых уровней составного ядра C), то формула (45) становится неприменимой. В этом случае, который называют *резонансным поглощением* частицы a , эффективное сечение превышает вычисленное по формуле (45) в сотни — тысячи раз (рис. 421).

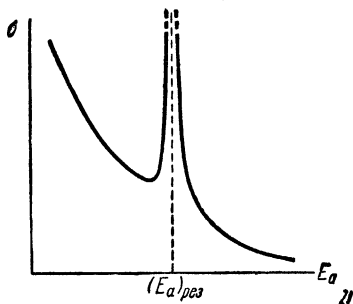


Рис. 421. Характерный резонансный пик эффективного сечения.

Так, поперечное сечение ядра кадмия для захвата медленных нейтронов при резонансном значении энергии нейтрона 0,176 эв достигает величины $\sigma = 7800 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (это эффективное сечение в 4500 раз больше геометрического сечения ядра атома кадмия), но при увеличении энергии нейтронов всего на 0,2 эв эффективное сечение кадмия уменьшается почти в 10 000 раз. (Нейтрон захватывается ядром изотопа Cd^{113} ; в природной смеси изотопов кадмия указанный изотоп составляет 12%; в пересчете на ядра Cd^{113} резонансное эффективное сечение составляет почти $65\,000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.)

§ 118. Цепной процесс деления ядер. Активно делящиеся вещества. Ядерные реакторы

Самый большой энергетический эффект превращения отдельного ядра порядка $200 \text{ Мэв} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг}$, наблюдаемый при делении ядер урана (§ 95), ничтожно мал в сравнении с макроскопическими количествами энергии. На каждое едва заметное движение век мы затрачиваем работу, приблизительно в миллион раз большую, чем энергия, выделяющаяся при делении одного ядра урана.

Однако в годы второй мировой войны был найден способ освобождения таких количеств атомной энергии, которые огромны даже в сопоставлении с энергией, используемой в современной мощной технике. Освобождение атомной энергии в больших количествах оказалось возможным благодаря осуществлению *цепных ядерных реакций*.

Задача состояла в том, чтобы изыскать и создать условия, при которых превращение отдельного ядра, происходящее с выделением энергии, автоматически влекло бы за собой аналогичное превращение других таких же ядер. В результате такого непрерывно развивающегося процесса превращений суммарная энергия может достигнуть очень больших значений. Для примера приведем значение энергии, выделяющейся при делении всех ядер, содержащих-

ся в 1 кг актиноурана (или 1,235 кг плутония). Элементарный расчет дает $8,4 \cdot 10^{20}$ эрг, или $2,0 \cdot 10^{10}$ ккал, или $2,3 \cdot 10^7$ квт-ч.

Это количество энергии приблизительно равно теплоте сгорания 2000 т бензина, или энергии, выделяющейся при взрыве более 25 000 т тротила (тринитротолуола).

Даже многим специалистам идея цепной ядерной реакции казалась совершенно фантастической вплоть до момента, когда она была осуществлена. Реализация цепного ядерного процесса заставила все человечество с взволнованным вниманием заинтересоваться необычайными успехами ядерной физики.

Известно два способа осуществления цепного ядерного процесса, развивающегося со взрывом. Первый заключается в концентрации ядер актиноурана, плутония или подобных им, которые расщепляются при поглощении нейтрона и при расщеплении выбрасывают несколько нейтронов, так что число нейтронов, вызывающих деление ядер, все время возрастает. Второй способ заключается в создании в подходящей среде чрезвычайно высокого местного нагрева (до десятков миллионов градусов); ядерная реакция распространяется под действием этой высокой температуры, которая поддерживается выделением атомной энергии. Рассмотрим, как и при каких условиях развивается цепной процесс в среде, состоящей из урана.

Природный уран почти на 99,3% содержит изотоп U^{238} и только примерно 0,7% актиноурана U^{235} ¹⁾. Ядра U^{238} способны испытывать деление при поглощении быстрого нейтрона с энергией более 1 Мэв, причем, как и при делении ядер актиноурана U^{235} , взамен одного поглощенного нейтрона испускаются два-три быстрых нейтрона. Тем не менее роль ядер U^{238} и U^{235} в развитии цепного процесса деления весьма различна. Если масса актиноурана достаточно велика, то цепной процесс развивается в ней самопроизвольно; за очень короткий промежуток времени выделяется большое количество энергии и происходит взрыв. В природном уране и вообще при большой концентрации U^{238} цепной процесс затухает, так как попадание нейтрона в ядро U^{238} из-за конкурирующих процессов редко приводит к его делению.

В чем же именно заключается различие свойств ядер U^{238} и U^{235} ?

Ядра урана U^{235} испытывают деление при поглощении не только быстрых, но и медленных тепловых нейтронов. Поскольку процесс деления происходит после поглощения нейтрона, то очевидно, что делится собственно составное ядро U^{236} . Для этого ядра, как

¹⁾ Изотопический состав природного урана (в процентах):

| | |
|---------------|--------|
| U^{238} ... | 99,282 |
| U^{235} ... | 0,712 |
| U^{234} ... | 0,006 |

четно-четного, энергия отделения нейтрона ω_n на 1,2 Мэв больше, чем для четно-нечетного составного ядра урана U^{239} (§ 116, стр. 595). Кроме того, для первого из этих ядер энергия отделения нейтрона еще на 0,6 Мэв больше, чем для второго вследствие меньшего избытка нейтронов. Для ядра U^{236} будет $\omega_n = 6,8$ Мэв, тогда как для U^{239} получим $\omega_n = 5,0$ Мэв.

Для ядер, содержащих на один нейтрон меньше, т. е. для U^{235} и U^{238} , указанные величины энергии ω_n , как было пояснено в § 110 (стр. 550), характеризуют сродство этих ядер к нейтрону и определяют уровень возбуждения составного ядра, когда ядра U^{235} и U^{238} поглощают медленный нейтрон. Минимальная энергия возбуждения составного ядра, необходимая для его деления («энергия активации деления», § 95), для урана равна 6,0 Мэв. Стало быть, когда ядро U^{235} поглощает тепловой нейтрон, то возбуждение составного ядра (6,8 Мэв) более чем достаточно для его деления. Напротив, при поглощении теплового нейтрона ядром U^{238} энергия возбуждения составного ядра (5,0 Мэв) оказывается на 1 Мэв меньше величины, необходимой для деления ядра. Поэтому ядра U^{238} могут делиться только при поглощении нейтронов с кинетической энергией, большей 1 Мэв.

Сказанное справедливо не только для ядер урана, но для многих (хотя и не для всех) ядер, способных испытывать деление: при нечетном числе нейтронов деление ядер вызывается как быстрыми, так и тепловыми нейтронами, а при четном — только быстрыми нейтронами (*правило Бора — Уилера*).

Весьма важным обстоятельством является также то, что и для быстрых нейтронов вероятность деления ядер U^{238} невелика: при энергии поглощенного нейтрона 1,5 Мэв деление происходит только в четырех случаях из 100, а в остальных — выброс нейтрона с пониженной скоростью, т. е. неупругое рассеяние. Неупругое рассеяние приводит к уменьшению энергии нейтронов. В энергетическом интервале от 0,01 Мэв до 6 эв обнаруживается ряд резонансных значений энергии, для которых весьма велика вероятность радиационного захвата нейтрона ядром U^{238} (без деления). В результате этих причин в однородной среде природного урана из-за большой концентрации ядер U^{238} цепной процесс деления не развивается. Однако если замедлять образующиеся при делении ядер урана нейтроны до тепловых скоростей, то можно добиться осуществления цепного процесса и для природного урана, что используется в *гетерогенных ядерных реакторах*, в которых система урановых стержней строго рассчитанного диаметра при определенном расстоянии между стержнями («решетка реактора») погружается в среду (в графит или тяжелую воду), замедляющую нейтроны почти без поглощения их (§ 107; рис. 422).

Стремительность развития цепного процесса деления ядер характеризуют *коэффициентом размножения нейтронов k* , под

которым понимают среднее число нейтронов, возникающих взамен каждого нейтрона, вызвавшего деление ядра, но с учетом всех бесполезных потерь, происходящих до момента, когда эти нейтроны в свою очередь вызовут деление ядер.

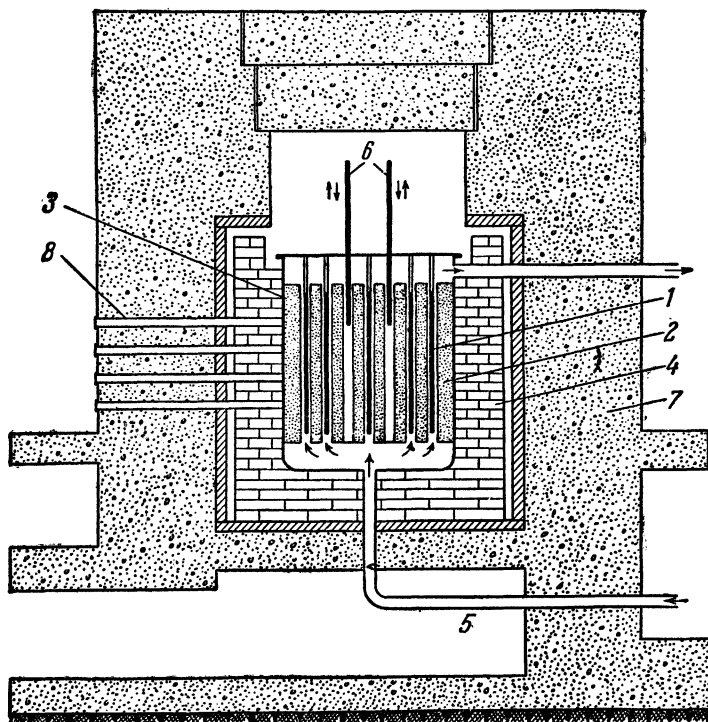


Рис. 422. Схема ядерного реактора на медленных нейтронах:

1 — урановые стержни; 2 — замедлитель; 3 — металлический бак; 4 — отражатель из графита; 5 — трубы для охлаждаителя; 6 — управляющие стержни; 7 — защита от излучений; 8 — экспериментальные каналы.

Цепной процесс развивается только при $k \geq 1$. При $k = 1$ он стабилизируется, т. е. идет (в ядерных реакторах) с неизменной интенсивностью (при неизменном числе нейтронов, вызывающих деление ядер), а при $k > 1$ его интенсивность быстро нарастает и происходит «атомный взрыв».

Так как присутствие ядер U^{238} резко снижает коэффициент размножения нейтронов, то для изготовления атомно-урановых бомб (где k должен быть больше единицы) проводят сильное обогащение природного урана, в необходимой мере повышая в нем процентное содержание ядер изотопа U^{235} .

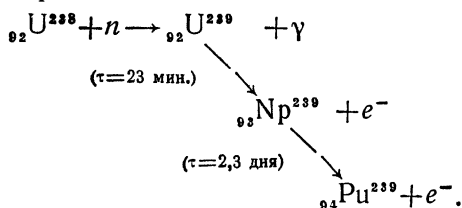
В гетерогенном ядерном реакторе изотоп U^{238} остается в преобладающем количестве, но благодаря тому, что относительно тонкие урановые стержни разъединены толстыми слоями замедлителя, нейтроны встречаются с ядрами U^{238} в большинстве случаев после того, как в замедлителе утратят свою энергию и будут двигаться с тепловыми скоростями, при которых вероятность поглощения нейтрона ядром U^{235} с последующим делением примерно в 200 раз превышает вероятность захвата нейтрона ядром U^{238} . Урановые стержни делают такого диаметра, чтобы большая часть быстрых нейтронов, возникающих при делении ядер, попадала в замедлитель, не успев столкнуться на своем пути с ядром U^{238} . Пройдя большей путь в замедлителе и утратив свою скорость, нейтрон через десяти тысячные доли секунды попадает в какой-либо другой или в тот же самый стержень урана уже не с энергией порядка 1 Мэв , а с тепловыми энергиями. При встрече с ядрами U^{235} нейтроны поглощаются со значительной вероятностью и вызывают деление этих ядер. Возникшие при этом новые быстрые нейтроны повторяют путешествие предыдущих: из уранового стержня в замедлитель, из замедлителя — в один из урановых стержней, где вызывают деление новых ядер.

Конструкцию реактора выбирают такой, чтобы число тепловых нейтронов, вызывающих в нем деление ядер, оставалось неизменным (т. е. коэффициент размножения нейтронов остается равным единице); если же случайно число нейтронов отклоняется от запроецированной величины, то стационарный ход цепного процесса немедленно восстанавливается автоматически действующей регулировкой, как это уже было пояснено в § 107 на стр. 535.

Первый опытный реактор на природном уране с графитовым замедлителем был построен Ферми в конце 1942 г. (в Чикагском университете). В начале 1943 г. этот реактор был смонтирован заново в Аргоннской лаборатории. Он еще не имел системы охлаждения, и поэтому только на короткие периоды его мощность можно было доводить до 100 квт . В той же лаборатории в 1944 г. был построен первый урановый реактор (мощностью 300 квт), в котором в качестве замедлителя использовалась тяжелая вода. В последующие годы по этим схемам было сооружено много реакторов (мощностью до $30\,000 \text{ квт}$) для проведения научных исследований, энергетических реакторов (для атомных двигателей и атомных электростанций) и в особенности производящих реакторов для выработки плутония с массовым числом 239, который наряду с U^{235} служит основой «атомновзрывчатых» смесей, применяемых в атомных бомбах. (Ядра Pu^{239} , подобно ядрам актиноурана, испытывают деление как при поглощении быстрых нейтронов, так и при поглощении тепловых нейтронов.)

Ядра Pu^{239} получают в результате поглощения нейтронов ядрами U^{238} без деления и последующих радиоактивных превращений

возникающего ядра U^{239} :



Таким образом, в производящих ядерных реакторах поглощение нейтронов ядрами U^{238} уже не является бесполезной потерей нейтронов, а, напротив, отвечает одному из главных назначений реактора. Когда образуется достаточное количество плутония, урановые

стержни вынимают и, выждав некоторое время (чтобы уменьшилась их радиоактивность, вызванная осколочными ядрами), химическими методами извлекают из них плутоний.

Химические свойства плутония и урана неодинаковы, поэтому отделение Pu^{239} от урана, из которого он получается в ядерных реакторах, представляет собой технологически менее трудную задачу, чем выделение изотопа U^{235} из природного урана.

Число нейтронов в реакторе, которые ежедневно поглощаются ядрами U^{238} и вызывают образование плутония, по

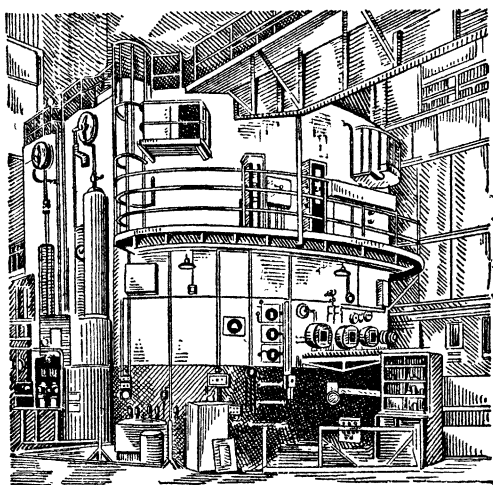


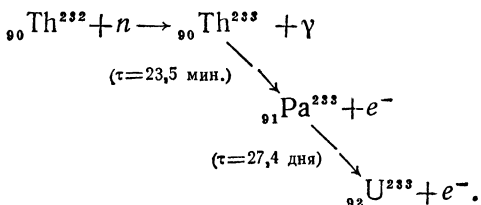
Рис. 423. Внешний вид реактора мощностью 10 000 квт с тяжелой водой и природным ураном.

рядку величины мало отличается от числа нейтронов, поглощаемых U^{235} и вызывающих деление этих ядер. При мощности реактора 10 000 квт в сутки выделяется энергия 240 000 квт-ч. Так как при делении 1 кг актиноурана освобождается энергия, приблизительно в 100 раз большая ($2,3 \cdot 10^7$ квт-ч), то следовательно, в реакторе мощностью 10 000 квт за сутки претерпевает деление около 10 г актиноурана и возникает примерно такое же количество плутония. На рис. 423 показан внешний вид реактора мощностью 10 000 квт.

Образующийся в ядерном реакторе плутоний восполняет убыль U^{235} : ядра плутония наряду с ядрами U^{235} делятся под действием

тепловых нейтронов, поэтому в реакторе используется не только U^{235} , но и та часть U^{238} , которая превращается в плутоний. В связи с этим реактор может работать весьма длительное время без существенного уменьшения мощности ¹⁾.

Кроме плутония в ядерных реакторах (особого устройства) вырабатывают для атомных бомб изотоп U^{233} , ядра которого также делятся под действием не только быстрых, но и тепловых нейтронов. Этот изотоп урана образуется из тория ${}_{90}Th^{232}$ в результате облучения его нейтронами; при этом возникает изотоп тория с массовым числом 233, который испытывает два последовательных β -превращения:



Изотопы U^{235} , U^{233} и Pu^{239} называют *активно делящимися веществами*, так как только они могут быть использованы в непрерывно происходящем цепном процессе.

Наряду с гетерогенными (графитовыми и тяжеловодными) реакторами на природном уране и тепловых нейтронах существуют и успешно эксплуатируются ядерные реакторы различных других систем.

Примером одной из таких систем является *гомогенный реактор*, в котором делящееся вещество и замедлитель хорошо перемешаны, образуя раствор или тонкую взвесь.

В *гомогенном реакторе* на природном уране и тепловых нейтронах активная зона реактора (т. е. зона, где происходит цепная реакция) представляет собой бак с раствором в тяжелой воде какого-либо химического соединения урана (чаще всего уранил-сульфата или уранил-нитрата). В подобных реакторах при использовании урана, обогащенного изотопом U^{235} , вместо тяжелой воды оказывается возможным применять обычную воду.

Гомогенный реактор обладает рядом преимуществ перед гетерогенным. Особенно ценным является то, что в гомогенном реакторе возможна непрерывная обработка делящегося вещества с целью

¹⁾ Сооружение ядерных реакторов большой мощности для выработки плутония обходится очень дорого. Так, на строительство пяти мощных реакторов в Хэнфорде (США), предназначенных для выработки плутония, было израсходовано около миллиарда долларов. Однако сооружение огромных диффузионных установок для обогащения урана изотопом U^{235} (где газообразный шестифтористый уран прогоняют через тысячи особых мелкопористых перегородок) обходится еще дороже. В США строительство атомных заводов с диффузионными установками (в Окридже, Падьюке и около Портсмута) обошлось в 3 млрд. долларов; эти заводы потребляют около 4 000 000 киловатт электроэнергии.

удаления продуктов деления или выделения плутония. Гомогенный реактор имеет также более простую механическую конструкцию. Однако большим недостатком гомогенного реактора является то, что в нем необходимо применять обогащенный уран или тяжелую воду, что значительно повышает его стоимость.

Имеются реакторы и без замедлителей; в них цепной процесс самоподдерживается быстрыми нейтронами. В *реакторах на быстрых нейтронах* в центре активной зоны размещают U^{235} или Pu^{239} , а вокруг них — природный уран (если реактор предназначен для выработки плутония) или же торий (в реакторах, производящих выработку U^{233}).

В конструкции каждого реактора большую роль играет система охлаждения; она должна обеспечивать надежный и интенсивный отвод тепла из активной зоны реактора и вместе с тем не увеличивать бесполезных потерь нейтронов и не вредить этим ходу цепного процесса. Для отвода тепла часто применяют принудительную циркуляцию воды под давлением, ртуть (в реакторах на быстрых нейтронах), а также расплавы натрия или висмута (в некоторых энергетических реакторах). Необходимыми частями реактора являются: автоматическая система управления ходом цепного процесса, противоаварийные приспособления, надежная защита персонала от радиоактивных излучений.

Коэффициент размножения нейтронов для чистых активно действующих веществ, так же как и для активной зоны ядерного реактора, зависит прежде всего от числа нейтронов, испускаемых в среднем при каждом акте деления ядра, продолжительность которого не превышает 10^{-13} сек. Эти нейтроны называют *мгновенными*, в отличие от *запаздывающих*, испускаемых осколочными ядрами через некоторое время (от долей секунды до нескольких секунд) после деления первоначального ядра. Число запаздывающих нейтронов не превосходит 1% числа мгновенных нейтронов. В развитии цепного процесса при атомном взрыве запаздывающие нейтроны не играют роли (так как атомный взрыв происходит в миллионные доли секунды), но при стабилизации цепного процесса в ядерном реакторе их роль весьма существенна.

В каждом акте деления ядра U^{235} выбрасывается два-три (иногда больше) нейтрона; в среднем для большого количества делящихся ядер U^{235} число нейтронов, испускаемых при одном делении, равно $\bar{\nu} \approx 2,5$. Захват строго нейтрона (с энергией 1—2 Мэв) ядром U^{235} только в 15 случаях из 130 не приводит к делению ядра (для быстрых нейтронов эффективное сечение деления ядра U^{235} $\sigma_f = 1,3$ барн, а сечение радиационного захвата ориентировочно $\sigma_{(n,\gamma)} = 0,15$ барн).

Если бы цепной процесс деления ядер U^{235} проходил совершенно без потерь нейтронов, то среднее число нейтронов, испускаемых на один акт захвата нейтрона ядром делящегося изотопа, было бы равно

$$\nu_{\text{эфф}} = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{(n,\gamma)}} \approx 2,22. \quad (47)$$

В рассматриваемом случае отсутствия потерь это эффективное число нейтронов, возникающих в каждом звене цепного процесса, и представляло бы собой коэффициент размножения быстрых нейтронов k .

Может показаться, что при таком значении коэффициента размножения цепной процесс будет развиваться не особенно стремительно. Но ступени цепного процесса деления ядер быстрыми нейтронами следуют одна за другой через ничтожные промежутки времени, порядка 10^{-8} сек. За 10^{-6} сек может осуществиться 100 ступеней цепного процесса, и каждый раз число нейтронов возрастает (в сравнении с числом нейтронов в предыдущей ступени) в k раз, т. е. всего в k^{100} раз. При $k=2$ через 10 ступеней цепного процесса число нейтронов, вызывающих деление ядер, возрастает более чем в 1000 раз, а через 100 ступеней число нейтронов, порожденных одним нейтроном первой ступени, превосходит 10^{30} , т. е. более чем в миллион раз превышает число Авогадро.

При делении ядер под действием тепловых нейтронов, которое используется в ядерных реакторах, $v_{эф}$ получается также больше двух, но замедление нейтронов связано с потерей значительной их части и, кроме того, продолжительность каждой ступени цепного процесса во много раз возрастает. Среднее время жизни нейтрона в этом случае (без учета запаздывающих нейтронов) имеет порядок $\tau=0,001$ сек. При коэффициенте размножения нейтронов k и при начальном числе нейтронов, вызывающих деление ядер, n_0 число нейтронов через t сек определяется (для k , достаточно близкого к единице) формулой

$$n = n_0 e^{(k-1) \frac{t}{\tau}}. \quad (48)$$

При $k=1,005$ через 1 сек число нейтронов возросло бы в $e^5 \approx 150$ раз.

Захват теплового нейтрона ядром U^{235} в 85 случаях из 100 приводит к делению (эффективное сечение деления ядер U^{235} для тепловых нейтронов $\sigma_f = 590$ барн, а радиационного захвата $\sigma_{(n,\gamma)} = 108$ барн). Поэтому для процесса в чистом актиноуранине

$$v_{эф} = 2,5 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{(n,\gamma)}} \approx 2,1.$$

Когда в активной зоне реактора используется природная или обогащенная актиноураном смесь изотопов U^{238} и U^{235} , то полное сечение захвата теплового нейтрона равно

$$\sigma_t = \sigma_f + \sigma_{(n,\gamma)} + \frac{n_{238}}{n_{235}} \sigma_{(n,\gamma)238},$$

где $\sigma_{(n,\gamma)238}$ — сечение радиационного захвата теплового нейтрона ядром U^{238} , равное 2,8 барн, а $\frac{n_{238}}{n_{235}}$ — число ядер U^{238} (в смеси) на

одно ядро актиноурана. Для природного урана

$$\frac{n_{238}}{n_{235}} = \frac{1}{0,0072} \approx 140$$

и

$$\nu_{эфф} = 2,5 \frac{590}{590 + 108 + 140 \cdot 2,8} = 1,35.$$

Таким образом, в зависимости от степени обогащения смеси актиноураном $\nu_{эфф}$ имеет значение приблизительно от 1,35 до 2,1 (или от 1,32 до 2,08, если исходить из $\bar{\nu} = 2,45$).

Величины [приближенные ¹⁾], характеризующие цепное деление ядер на быстрых нейтронах

| Ядро, поглощающее нейтрон | Среднее число $\bar{\nu}$ нейтронов, испускаемых при делении | Эффективное сечение в барн | | Среднее число нейтронов $\nu_{эфф}$, возникающих на каждый нейтрон, захваченный ядром |
|---------------------------|--|----------------------------|-----------------------|--|
| | | деления | радиационного захвата | |
| U^{235} | 2,6 | 1,3 | 0,15 | 2,33 |
| U^{238} | 2,65 | 2,0 | 0,08 | 2,55 |
| Pu^{239} | 3,1 | 2,1 | 0,3 | 2,7 |
| Природный уран | Из $\bar{\nu} \approx 2,5$ среднее число нейтронов, имеющих энергию больше пороговой, равно 1,75 | ²⁾ | 0,04 | <0,97 |

¹⁾ Опубликованные разными авторами значения величин, указанных в таблице, не совпадают.

²⁾ Энергию выше пороговой (т. е. $> 1,1$ Мэв) имеют $\frac{2}{3}$ испускаемых при делении ядер нейтронов. Для нейтронов с энергией от 1 до 2 Мэв (эта группа составляет 29% испускаемых при делении нейтронов) сечение деления $\sigma_f \approx$

$\approx 0,1$ барн и их вклад в $\nu_{эфф}$ будет $1,75 \cdot 0,29 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_r} \approx 0,36$. Для группы

нейтронов с энергией от 2 до 3 Мэв (19%) $\sigma_f = 0,45$ барн, что дает вклад в $\nu_{эфф}$ приблизительно 0,30. Столько же нейтронов (19%) испускается при делении с энергией более 3 Мэв. Для них $\sigma_f \approx 0,65$ барн, и их вклад в $\nu_{эфф} = 0,31$. Таким образом, казалось бы, что для U^{238} будет $\nu_{эфф} = 0,36 + 0,30 + 0,31 = 0,97$. Но вследствие малой величины сечений деления и большой вероятности неупругого рассеяния (сечение которого 2,47 барн) многие из испускаемых при делении нейтронов, раньше чем они успевают вызвать деление ядер U^{238} , утрачивают необходимую для этого энергию; поэтому в действительности $\nu_{эфф} < 0,97$. Однако приведенный расчет показывает, что если природный уран облучить достаточным количеством быстрых нейтронов (в особенности при их энергии 6—10 Мэв), то может произойти *поддержанный цепной процесс* деления ядер U^{238} .

Величины, характеризующие цепное деление ядер на тепловых нейтронах

| Ядро, поглощающее нейтрон | Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемых при делении | Эффективное сечение в <i>барн</i> | | Среднее число нейтронов $\nu_{эфф}$, возникающих на каждый нейтрон, захваченный ядром |
|---------------------------|---|-----------------------------------|-----------------------|--|
| | | деления | радиационного захвата | |
| U^{235} | 2,45 | 590 | 108 | 2,03 |
| U^{238} | 2,56 | 524 | 65 | 2,28 |
| Pu^{239} | 2,93 | 729 | 315 | 2,05 |
| Природный уран | 2,45 | 3,92 ¹⁾ | 3,36 ²⁾ | 1,32 |

¹⁾ За счет ядер U^{235} , так как для облучения U^{238} тепловыми нейтронами $\sigma_f=0$.
²⁾ Для U^{238} без примеси U^{235} $\sigma(n,\gamma)=2,8$ *барн*.

Коэффициент размножения нейтронов зависит не только от $\nu_{эфф}$, но еще от ряда других факторов:

1) Когда деление в основном идет на тепловых нейтронах, то значение $\nu_{эфф}$, вычисленное по соответствующим сечениям деления и захвата, нужно несколько увеличить (умножить на ϵ порядка 1,03~1,1), так как некоторые из быстрых нейтронов, до того как они замедлятся, также могут вызвать деление ядер.

2) В реакторах на тепловых нейтронах только некоторая часть p замедляемых нейтронов избегает резонансного захвата ядрами U^{238} , и поэтому на каждый нейтрон, вызывающий деление, число новообразуемых нейтронов, замедлившихся до тепловых скоростей, равно $\nu_{эфф}\epsilon p$.

3) Из этого числа нейтронов только некоторая часть f поглощается ядрами активно делящегося вещества, тогда как остальные захватываются ядрами замедлителя или другими вредными поглотителями или же вылетают наружу из активной зоны реактора (что, впрочем, часто учитывают особым коэффициентом).

В итоге получается «формула четырех сомножителей»:

$$k = \nu_{эфф}\epsilon p f. \quad (49)$$

Здесь первые два сомножителя определяются только свойствами вещества, а вторые два зависят от конструкции реактора; она должна быть такой, чтобы коэффициент размножения нейтронов без учета запаздывающих нейтронов был чуть меньше единицы, а при учете запаздывающих нейтронов — чуть больше единицы. Для U^{235} число запаздывающих нейтронов составляет 0,73% общего числа нейтронов, испускаемых при делении; поэтому для стабилизации цепного процесса реактор проектируют на значение k больше 1, но меньше 1,0073.

Для цепного процесса деления ядер на быстрых нейтронах вместо формулы четырех сомножителей получается:

$$k \approx \nu_{эф} f^*,$$

где f^* — доля новообразующихся быстрых нейтронов, поглощаемых ядрами делящегося вещества; величина $1 - f^*$ определяет потерю нейтронов, захваченных вредными поглотителями или же вылетевших наружу.

Когда нужной очисткой (процессом обогащения) уменьшено количество ядер, поглощающих нейтроны без деления, то этим, понятно, еще не устраняется потеря нейтронов, вылетающих наружу через поверхность, ограничивающую массу активно делящегося вещества. Чем меньше эта масса, тем больше утечка нейтронов через поверхность. Суммарное число нейтронов, возникающих при делении ядер, пропорционально массе вещества, а утечка — площади поверхности, которая с увеличением массы возрастает медленнее — как масса в степени $2/3$. Поэтому чем больше масса, тем меньшую долю от общего числа нейтронов составляют нейтроны, бесполезно теряемые через поверхность.

Если размеры куска активно делящегося вещества малы в сравнении с длиной свободного пробега нейтрона, то f^* существенно меньше единицы, а поэтому и k меньше единицы. Размеры куска активно делящегося вещества или активной зоны реактора, при которых потеря нейтронов, улетающих через внешнюю поверхность, снижается настолько, что коэффициент размножения k становится равным единице (и поэтому начинает развиваться самоподдерживающийся цепной процесс деления ядер), называют *критическими размерами*, а соответствующую массу — *критической массой*.

Понятно, что критические размеры и критическая масса зависят не только от свойств вещества, но также, и притом в сильной степени, от формы, которая придана активно делящемуся веществу, или, соответственно, от формы активной зоны реактора. Понятно также, что критические размеры и масса должны быть наименьшими при минимальном отношении поверхности к объему, т. е. для шаровидной формы. Для тонкого слоя вещества плоского или сферического критические массы могут быть во много раз большими.

Для однородного делящегося вещества радиус шара критических размеров определяется формулой

$$R_{кр} \approx \frac{\pi A}{\rho N_{Ав} \sqrt{3(k-1) \sigma_a \sigma_s}} - \frac{0,71 A}{\sigma_s \rho N_{Ав}},$$

где ρ — плотность, A — массовое число, $N_{Ав}$ — число Авогадро, k — коэффициент размножения, σ_a — эффективное сечение погло-

деления нейтрона $[\sigma_a = \sigma_f + \sigma_{(n,\gamma)}]$ и σ_s — сечение рассеяния нейтронов, упругого и неупругого; σ_a и σ_s выражены в $см^2$.

Подставляя в эту формулу для чистого актиноурана: $A=235$, $\rho = 18,9 \text{ г/см}^3$, $\sigma_a \approx 1,45 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $\sigma_s = 4,0 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, при $k=2,33$ получаем $R_{кр} \approx 9,2 \text{ см}$. Отсюда $M_{кр} = \frac{4}{3} \pi R_{кр}^3 \rho \approx 62 \text{ кг}$. Если же исходить из других, принимаемых некоторыми авторами значений $v_{эфф}$, σ_a и σ_s , то критическая масса чистого актиноурана при шаровой форме получается равной $30 \sim 50 \text{ кг}$.

Критические размеры активной зоны гомогенного реактора на обогащенном уране или плутонии зависят от концентрации активно делящегося вещества в растворе.

При больших размерах бака с раствором цепной процесс деления становится возможным, когда концентрация U^{235} или U^{233} достигает нескольких (3—5) граммов на литр воды, а для Pu^{239} — около 9 г/л . Однако на практике применяют значительно большую концентрацию, что позволяет существенно уменьшить критическую массу и объем активной зоны. Исследовательский гомогенный реактор в Лос-Аламосе при мощности около 50 кВт работал (в 1950—1955 гг.) при критической загрузке $0,8 \sim 0,9 \text{ кг } U^{235}$; его бак представлял собой сферический сосуд диаметром всего $30,5 \text{ см}$, т. е. объемом около 15 л , и был заполнен раствором уранил-сульфата в обычной воде с концентрацией U^{235} порядка $50 \sim 60 \text{ г/л}$. Более мощный (на 1000 кВт) исследовательский гомогенный реактор АН СССР характеризуется критической массой U^{235} менее 1 кг , загрузкой (для воспроизводства U^{233}) тория до 160 кг и тяжелой воды как растворителя-замедлителя $200 \sim 300 \text{ кг}$.

Может показаться несколько парадоксальным, что критическая масса делящихся веществ для шаровидной активной зоны гомогенных реакторов в десятки раз меньше, чем для тех же веществ, взятых в сплошной массе, а не в растворе. Это, однако, объясняется просто: в гомогенных реакторах деление в основном идет на тепловых нейтронах, а в атомных бомбах — на быстрых; сопоставление же эффективных сечений показывает, что вероятность захвата теплового нейтрона ядром активно делящегося вещества с последующим его делением примерно в $300 \sim 450$ раз больше вероятности захвата (с делением ядра) быстрого нейтрона.

Для гетерогенных реакторов на природном уране характерны несравненно большие критические размеры. Объем активной зоны тяжеловодных реакторов составляет несколько кубометров, а графитовых — порядка 500 м^3 . Например, канадский исследовательский тяжеловодный реактор мощностью $10\,000 \text{ кВт}$ имеет реакторный бак объемом 13 м^3 ; в него погружены 176 урановых стержней. Бак норвежского исследовательского реактора на 100 кВт содержит 7 т тяжелой воды при общем весе урановых стержней около 3 т . (Это один из самых «дешевых» реакторов: его сооружение

обошлось менее чем в 3 млн. долларов, причем из этой суммы 2 млн. долларов стоил запас тяжелой воды.)

Активная зона графитового реактора на 4000 квт Окриджской лаборатории представляет собой графитовый куб со стороной 8 м, т. е. объемом 640 м^3 ; в нем имеется 1248 рабочих каналов, образующих квадратную решетку с расстоянием между центрами каналов около 20 см; в эти каналы помещают стержни из природного урана диаметром 2,8 см. Аналогичны размеры бруксейвенского графитового реактора на 30 000 квт. Для загрузки подобных реакторов требуется 40—50 т природного урана.

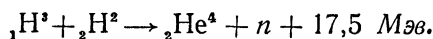
Применение обогащенного урана во много раз уменьшает необходимые размеры активной зоны и ее загрузку ураном. Так, уран-графитовый реактор на 30 000 квт первой в мире атомной электростанции СССР имеет цилиндрическую активную зону высотой 1,7 м и диаметром 1,5 м, т. е. объемом всего 4 м^3 , и работает при загрузке 0,55 т урана, обогащенного изотопом U^{235} до 5%.

Плотность потока тепловых нейтронов в активной зоне графитовых реакторов на природном уране составляет $(1 \sim 5) \cdot 10^{12} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$. В тяжеловодных реакторах на природном уране достигается плотность потока в $5 \cdot 10^{14} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$. Такая же плотность потока тепловых нейтронов получается и в графитовых реакторах при использовании достаточно обогащенного урана.

§ 119. Термоядерные реакции

Только самые легкие и самые тяжелые элементы, стоящие в самом начале и в конце периодической системы Менделеева, пригодны для осуществления самоподдерживающейся ядерной реакции.

Деление ядер урана и плутония дает большой энергетический эффект, но еще бóльший энергетический эффект (если относить его не к грамм-атому, а к 1 кг) дает синтез гелия из атомов водорода. Реакция такого ядерного синтеза была рассмотрена в качестве примера в § 110; это образование ядер гелия из ядер тяжелого и сверхтяжелого водорода, т. е. образование альфа-частицы и нейтрона из дейтона и тритона (ядра трития), когда освобождается энергия 17,5 Мэв:



При указанной реакции на 1 кг смеси тяжелых изотопов водорода выделяется энергия

$$E = \frac{1000}{5} \cdot 17,5 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 3,83 \cdot 10^{-17} = 80 \cdot 10^9 \text{ ккал.}$$

Это количество энергии в 4 раза превосходит то, которое выделяется при делении ядер 1 кг урана.