

в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому часть ядер урана не участвует в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а, замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, «уйти» из опасного интервала энергии. При поглощении теплового нейтрона в блоке рождается ν вторичных быстрых нейтронов, каждый из k -рых до выхода из блока вызывает небольшое кол-во делений ядер ^{238}U . В результате число быстрых нейтронов, вылетающих из блока в замедлитель, равно $\epsilon\eta$, где ϵ — коэф. размножения на быстрых нейтронах; если ϕ — вероятность избежать резонансного поглощения, то только $\epsilon\eta\phi$ нейтронов замедляются до тепловой энергии. Часть тепловых нейтронов поглощается в замедлителе. Пусть θ — вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране (коэф. теплового использования нейтронов). В гомогенной системе

$$\theta = \frac{\rho_U \sigma_U^n}{\rho_U \sigma_U^n + \rho_3 \sigma_3^n}$$

в гетерогенной системе

$$\theta = \frac{\rho_U \sigma_U^n}{\rho_U \sigma_U^n \Phi_n + \rho_3 \sigma_3^n \Phi_3}$$

Здесь ρ_U, ρ_3 — концентрации урана и замедлителя, σ_U^n, σ_3^n — соответствующие сечения поглощения, Φ — потоки нейтронов. В результате на 1 тепловой нейтрон первого поколения, вызывающий деление, приходится $K_\infty = \epsilon\eta\phi\theta$ нейтронов след. поколения, k -рые могут вызвать деление; K_∞ — коэф. размножения нейтронов в бесконечной гетерогенной системе. Если $K_\infty > 1$, то реакция деления в бесконечной решётке будет нарастать экспоненциально.

В системе, имеющей огранич. размеры, часть нейтронов может покинуть среду. Обозначим долю нейтронов, вылетающих наружу, через $(1-P)$, тогда для продолжения реакции деления остаётся $K_{эф} = K_\infty P$ нейтронов, и если $K_{эф} > 1$, то число делений растёт экспоненциально и реакция является саморазвивающейся. Т. к. число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорц. её объёму, а их вылет пропорц. поверхности окружающей среды, то Я. ц. р. возможна только в среде достаточно больших размеров. Напр., для шара радиусом R отношение объёма к поверхности равно $R/3$ и, следовательно, чем больше R , тем меньше утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе протекала стационарная Я. ц. р., т. е. $K_{эф} - 1 = 0$, то такую систему наз. критической (и её радиус — критическим).

Для осуществления Я. ц. р. в природном уране на тепловых нейтронах используют в качестве замедлителя вещества с малым сечением радиац. захвата (графит или тяжёлую воду D_2O). В замедлителе из обыкновенной воды Я. ц. р. на природном уране невозможна из-за большого поглощения нейтронов водородом.

Чтобы интенсивность Я. ц. р. можно было регулировать, время жизни одного поколения нейтронов должно быть достаточно велико. Время жизни t_0 тепловых нейтронов мало ($t_0 \sim 10^{-3}$ с). Однако наряду с нейтронами, вылетающими из ядра практически мгновенно (за время 10^{-16} с), существует небольшая доля μ т. н. запаздывающих нейтронов, вылетающих после β -распада осколков деления со ср. временем жизни $\approx 14,4$ с. Для запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U $\mu \approx 0,7 \cdot 10^{-2}$. Если $K_{эф} > 1 + \mu$, то время разгона Я. ц. р. T (время, за к-рое число делений увеличивается в e раз) определяется соотношением

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{эф} - (1 + \mu)}{t_0}$$

т. е. запаздывающие нейтроны не участвуют в развитии Я. ц. р. Практически важен др. предельный случай: $K_{эф} - 1 \ll \mu$, тогда

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{эф} - 1}{(1 + \mu - K_{эф}) t_0}$$

т. е. мгновенные нейтроны не играют роли в развитии реакции. Т. о., если $K_{эф} < 1 + \mu$, то Я. ц. р. будет развиваться только при участии запаздывающих нейтронов за время порядка минут и будет хорошо регулируемой (см. *Ядерный реактор*).

Я. ц. р. осуществляется также на уране, обогащённом ^{235}U , и в чистом ^{235}U . В этих случаях она идёт и на быстрых нейтронах. При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}Pu , а из него после двух β -распадов — ^{239}Pu , k -рый делится под действием тепловых нейтронов с $\nu = 2,9$. При облучении нейтронами ^{232}Th образуется делющийся на тепловых нейтронах ^{233}U (см. *Ядерное горючее*). Кроме того, Я. ц. р. возможна в ^{241}Pu и изотопах Sm и Cf с нечётными массовыми числами.

Лит. см. при ст. *Ядерный реактор*.

П. Э. Немировский.

ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ — взрыв, вызванный выделением внутренней энергии. Масса ядра меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину ΔM (дефект массы), k -рая соответствует энергии связи $\epsilon_{св} = \Delta M c^2$ нуклонов в ядре. Уд. энергия связи $\epsilon_{св}/A$ (A — число нуклонов в ядре) максимальна для ядер ср. группы периодич. системы элементов. Это означает, что ядерные реакции, идущие с образованием этих ядер, сопровождаются выделением энергии. Такими реакциями могут быть деление тяжёлых ядер, лежащее в основе Я. в., или синтез лёгких ядер, приводящий к термоядерному взрыву (см. *Ядерные цепные реакции*). Я. в. был осуществлён впервые в США 16 июля 1945. В СССР первый Я. в. был произведён в 1949, термоядерный — в 1953.

Для осуществления Я. в. в результате ядерной цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества (^{235}U , ^{239}Pu и др., см. *Ядерное горючее*) превысила т. н. критич. массу $M_{кр}$, зависящую от плотн. ρ вещества и его геом. конфигурации. Размер R системы (ядерного заряда) должен превышать критич. размер $R_{кр}$ (порядка длины свободного пробега l нейтрона). Т. к. $l \sim 1/\rho$, то определяющей величиной является т. н. оптич. толщина системы $\tau = \rho R$. При $M > M_{кр} \sim l/\rho^2$ ($R > R_{кр}$) состояние системы надкритично и развитие цепной реакции может привести к Я. в., в отличие от *ядерного реактора*, где при $M = M_{кр}$ состояние системы критично. Для ^{235}U $\rho = 19,5$ г/см³ и при сферич. форме системы $M_{кр} = 50$ кг ($R_{кр} = 8,5$ см), для ^{239}Pu $M_{кр} = 11$ кг, для ^{233}U $M_{кр} = 16$ кг.

До взрыва система должна быть подкритической. Переход в надкритичное состояние осуществляется быстрым сближением неск. кусков делящегося материала, напр. ^{235}U . Если таких кусков два, то величина надкритичности невелика ($M/M_{кр} = 2$); если их больше (в пределе — сколь угодно малые сегменты шара), то она может быть сколь угодно увеличена. Обычно для сближения используется хим. взрыв, при к-ром развивается высокое давление ($\sim 10^6$ атм), способствующее сближению делящегося материала и вызывающее его сжатие (имплозию), что уменьшает $M_{кр}$. Характерное время между двумя столкновениями нейтронов с ядрами вещества $t \sim 10^{-8}$ с при энергии нейтронов $\epsilon_n \sim 1$ МэВ. Увеличенное в неск. раз, оно определяет длительность Я. в. В каждом акте деления выделяется энергия ~ 200 МэВ (1 МэВ на 1 нуклон делящегося ядра). Если 1 кг ^{235}U полностью прореагирует, то выделится энергия $\sim 10^{21}$ эрг, что эквивалентно энерговыделению при взрыве 20 тыс. т тротила. Т. о., ядерная «взрывчатка» эффективнее химической в 10^7 раз. В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы развиваются огромные темп-ра ($\sim 10^8$ К) и давление ($\sim 10^{12}$ атм). Вещество превращается в плазму, разлетается и теряет надкритичность.

Для цепных реакций деления энергия теплового движения частиц среды всегда значительно ниже, чем энергия нейтронов ϵ_n , поэтому темп-ра среды не играет роли. Для реакций синтеза она существенна. Существует большое