

# Нейтронные ядерные реакции

- **Мощность реактора** - величина, прямопропорциональная средней по объёму топлива плотности потока нейтронов в его активной зоне.

- $$N_p = \Phi \Sigma_f V Q_1 = 3.204 \cdot 10^{-11} R_{f5} V ,$$

- $$N_p = \Phi(r) \Sigma_f(r) V(r) Q_1(r) = 3.204 \cdot 10^{-11} R_{f5}(r) V(r)$$

- где  $R_{f5}$  - средняя по объёму топлива ( $V_T$ ) активной зоны скорость реакции деления ядер урана-235.

С учётом выражения для скорости реакции деления имеем:

- $$N_p = 3.204 \cdot 10^{-11} v V_T \Sigma_f n = C_N n,$$

- где  $C_N = 3.204 \cdot 10^{-11} v V_T \Sigma_{f5}$  - постоянная для каждого конкретного реактора величина,

$n$  - средняя по объёму топливной композиции в активной зоне величина плотности тепловых нейтронов со средней скоростью  $v$ .

Чтобы реактор работал на постоянном уровне мощности, необходимо создать и поддерживать в его активной зоне такие условия, чтобы средняя по объёму топлива плотность нейтронов была *неизменной во времени.*

Это состояние реактора принято называть *критическим состоянием* или просто *критичностью*.

*Критичность реактора* – это рабочее его состояние, в котором средняя по объёму топлива плотность нейтронов в нём постоянна во времени.

*Рабочие состояния реактора* - состояния, в которых величина плотности нейтронов в его активной зоне поддерживается постоянной за счёт СЦРД (самоподдерживающейся цепной реакции деления ядер).

# Условия осуществления критичности реактора

- **Условие критичности.** Из определения критичности следуют два важных в прикладном плане замечания:
- *Реактор может быть критичным на любом уровне мощности.*
- Первичным условием поддержания реактора в критическом состоянии, вытекающим из определения критичности, является  $n(t) = const$ ,
- $$\frac{dn}{dt} = 0,$$
- то есть скорость изменения во времени средней плотности нейтронов по объёму топлива в реакторе должна быть нулевой.

- почему **исчезают** свободные нейтроны в единичном объёме материальной среды активной зоны реактора?
- - **два канала исчезновения нейтронов** из единичного объёма среды:
- 1. поскольку нуклиды веществ, составляющих активную зону реактора, в разной степени (определяемой величинами микросечений поглощения) **поглощают** нейтроны, то первый канал исчезновения нейтронов из единичного объёма любой среды - **нейтронная реакция поглощения**;
- 2. нейтроны в среде активной зоны реактора **движутся**, причём, с приличными скоростями (выше 2200 м/с!), **неизбежна их утечка**, как из любого единичного объёма активной зоны, так и из активной зоны;
- С учётом сказанного логическое уравнение баланса плотности нейтронов в объеме активной зоны реактора можно записать :
- $dn/dt = (\text{скорость генерации нейтронов}) - (\text{скорость поглощения их}) - (\text{скорость утечки их}),$

- Любому свободному нейтрону обязательно свойственно вначале *рождение*, затем - некоторый *пространственный перенос* в среде активной зоны, в процессе которого нейтрон может взаимодействовать с встречающимися ядрами атомов среды, и, наконец, *гибель* свободного нейтрона в результате реакции поглощения.
- Ясно, что каждый индивидуальный нейтрон в течение времени своего свободного существования (в силу многих *случайностей*) обладает индивидуальными "созидательными функциями» и имеет *своё индивидуальное* время свободного существования, называемое *временем жизни нейтрона*.

- Можно представить себе среднее время жизни поколения и статистически оценить "созидательные возможности" *осреднённого* нейтрона этого поколения, дающие представление о "созидательных возможностях" *целого поколения*.
- Тем самым *хаотический* процесс смены поколений нейтронов в реакторе условно заменяется *стройной циклической сменой последовательных поколений нейтронов с одинаковым временем жизни*, равным среднему времени жизни поколения реальных нейтронов.
- При таком подходе к процессу *размножения* нейтронов в реакторе нет необходимости изучать поведение каждого индивидуального нейтрона:  
достаточно исследовать, как себя ведёт *один среднестатистический нейтрон* одного поколения и как физические свойства среды, в которой он движется, влияют на величину его времени жизни.

- Удобство понятия "поколение нейтронов" состоит ещё и том, что из приведенных простейших рассуждений вытекает простая *мера оценки состояния реактора*.
- Действительно, раз характер изменения мощности реактора определяется тенденцией изменения плотностей нейтронов непосредственно следующих друг за другом поколений, то отношение плотностей нейтронов любого рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений может дать ответ на вопрос, критичен, подкритичен или надкритичен реактор.
- *Величина:*

$$k_{\text{э}} = \frac{n_i}{n_{i-1}} = \frac{n_{i+1}}{n_i}$$
- представляющая собой отношение чисел нейтронов рассматриваемого и непосредственно предшествующего ему поколений, называется эффективным коэффициентом размножения нейтронов в реакторе.

- Наряду с эффективным коэффициентом размножения, являющимся мерой оценки состояния реактора, используются ещё две меры оценки отклонения реактора от критического состояния.
- Первая из них - *превышение величины эффективного коэффициента размножения над единицей*
- $$\delta k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} - 1$$
- называется избыточным коэффициентом размножения.
- Вторая мера отклонения реактора от критичности, представляющая собой *отношение величин избыточного коэффициента размножения к эффективному*
- называется реактивностью реактора.

$$\rho = \frac{\delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} = 1 - \frac{1}{k_{\text{eff}}}$$

- Из указанных характеристик **реактивность реактора** является наиболее важной:
- все расчёты, связанные с оценкой состояния реактора, определением пусковых положений органов регулирования, с оценкой условий соблюдения *ядерной безопасности реактора* - все эти расчёты оперативным персоналом АЭС выполняются **в единицах реактивности.**
- Единицы эти условные, поскольку из определения вытекает, что реактивность - величина принципиально безразмерная.
- Реактивность может измеряться в безразмерных долях от единицы
- например,  $\rho = 0.0016$  или  $\rho = 0.0005$   $\rho = 0.0011$  *а.е.р.* и реактивность в этих единицах называется называют ***абсолютными единицами реактивности (а.е.р.).***

- Поскольку при управлении реактором операторы имеют дело с небольшими величинами реактивности, в ходу другая единица реактивности, численно *в сто раз большая* и потому называемая **процентом**.
- $\rho = 0.0012 = 0.0012 \text{ a.e.p.} = 0.12\% = 0.12\% \Delta K/K$
- Еще одной единицей измерения реактивности является  $\beta_{\text{эф}}$  (бета эффективная), равная отношению абсолютной реактивности к уникальной для каждого реактора величине  $\beta_{\text{эф}}$  (доли запаздывающих нейтронов, 0.5-0.77)

## Нейтронный цикл в тепловом ядерном реакторе.

- Большинство энергетических ядерных реакторов, используемых в энергоблоках АЭС, являются тепловыми.
- **Тепловой ядерный реактор** (в отличие от быстрого и промежуточного) - *это реактор, в котором подавляющее большинство делений ядер топлива осуществляется тепловыми нейтронами.*
- - тепловому реактору свойственен **тепловой** (максвелловский) энергетический спектр нейтронов.
- **Нейтронный цикл** - это совокупность физических процессов, которые повторяются в пределах среднего времени жизни каждого поколения.

- **Основными физическими процессами нейтронного цикла в тепловом реакторе являются следующие.**
- **а) Рождение свободных нейтронов в реакциях деления ядер топлива.**
- Напомним, что все нейтроны деления рождаются быстрыми (с  $E > 0.1$  МэВ), а их энергетическое распределение описывается спектром Уатта, которому свойственны наиболее вероятная энергия нейтронов  $E_{nv} = 0.71$  МэВ, и средняя энергия нейтронов  $E_{cp} = 2$  МэВ.
- **б) Замедление нейтронов - процесс пространственного переноса нейтронов в среде активной зоны, сопровождающийся уменьшением их кинетической энергии за счёт реакций рассеяния на ядрах этой среды.**

# Основные черты процесса замедления нейтронов в реакторе

- Источником движения замедляющихся нейтронов является начальная кинетическая энергия, с которой рождаются в делениях быстрые нейтроны.
- Нейтроны движутся прямолинейно и равномерно до тех пор, пока не встречают препятствия в виде ядер, с которыми они вступают во взаимодействия.
- Наиболее характерным типом взаимодействия быстрых и промежуточных нейтронов с ядрами среды, содержащей замедлители, являются *упругие и неупругие рассеяния*.

- При рассеянии ядро испускает нейтрон, имеющий, как правило, меньшую кинетическую энергию, чем исходный нейтрон до рассеяния.
- Эта закономерность позволяет рассматривать серию реакций рассеяния в процессе замедления нейтронов как серию актов механического соударения, в которых участвует один среднестатистический нейтрон, *в результате которых он теряет свою кинетическую энергию до уровня энергии тепловых нейтронов.*
- Каждый замедляющийся нейтрон при каждом рассеивающем соударении представляется как уменьшающий скорость и меняющий направление своего движения;

- Во время серии последовательных рассеяний замедляющийся нейтрон в объёме среды описывает *пространственную ломаную линию*, длина отрезков которых является *средней длиной свободного пробега рассеяния* ( $\lambda_s = 1/\Sigma_s$ );
- Нейтроны в процессе замедления движутся с *большими скоростями* (порядка км/с, десятков или даже сотен км/с); поэтому в процессе замедления **неизбежна утечка** части замедляющихся нейтронов за пределы активной зоны реактора, приводящая к потере нейтронов из цикла размножения;
- В конце процесса замедления, в интервале энергий от 600 эВ до 6 эВ, неизбежна также потеря ещё части замедляющихся нейтронов за счёт *резонансного захвата* их ядрами урана-238.

- Уцелевшие в процессе замедления в активной зоне реактора нейтроны становятся тепловыми и вступают в качественно новый процесс - *диффузии*.
- *Диффузия тепловых нейтронов - процесс пространственного переноса тепловых нейтронов в среде при постоянном среднем значении их кинетической энергии.*
- Основные черты процесса диффузии нейтронов в реакторе:
- Источником движения тепловых нейтронов в процессе диффузии является **кинетическая энергия ядер атомов среды**, в которой они движутся, поскольку последние сами находятся в состоянии теплового движения.
- Получая энергию от одного ядра среды, тепловой нейтрон способен до следующего рассеяния увеличить свою скорость, а теряя энергию, - уменьшить скорость.
- Среднее же значение энергии теплового нейтрона между последовательными рассеяниями при диффузии остаётся величиной постоянной и равной среднему значению кинетической энергии теплового движения ядер среды, которое определяется, как известно, температурой среды;

- Наиболее характерный тип нейтронно-ядерной реакции нейтронов в процессе их диффузии определяется тем материалом активной зоны реактора, в объёме которого происходит диффузия.
- В замедлителях наиболее характерным является рассеяние, в поглотителях - радиационный захват тепловых нейтронов.
- При диффузии, как и при замедлении, пространственный путь теплового нейтрона представляет собой качественно такую же ломаную линию.
- Хотя скорости тепловых нейтронов существенно меньше скоростей надтепловых нейтронов, они все же достаточно высоки ( $> 2.2$  км/с).
- Это обуславливает безвозвратную утечку некоторой части тепловых нейтронов за пределы активной зоны реактора при их диффузии.

- Процесс диффузии тепловых нейтронов завершается *поглощением* их ядрами атомов среды активной зоны.
- Это может быть потенциально-созидательное поглощение (делящимся под действием тепловых нейтронов ядром топлива),
- а может быть бесполезное поглощение (неделящимися ядрами любого другого, кроме топлива, материала активной зоны), приводящее к непроизводительной потере тепловых нейтронов.

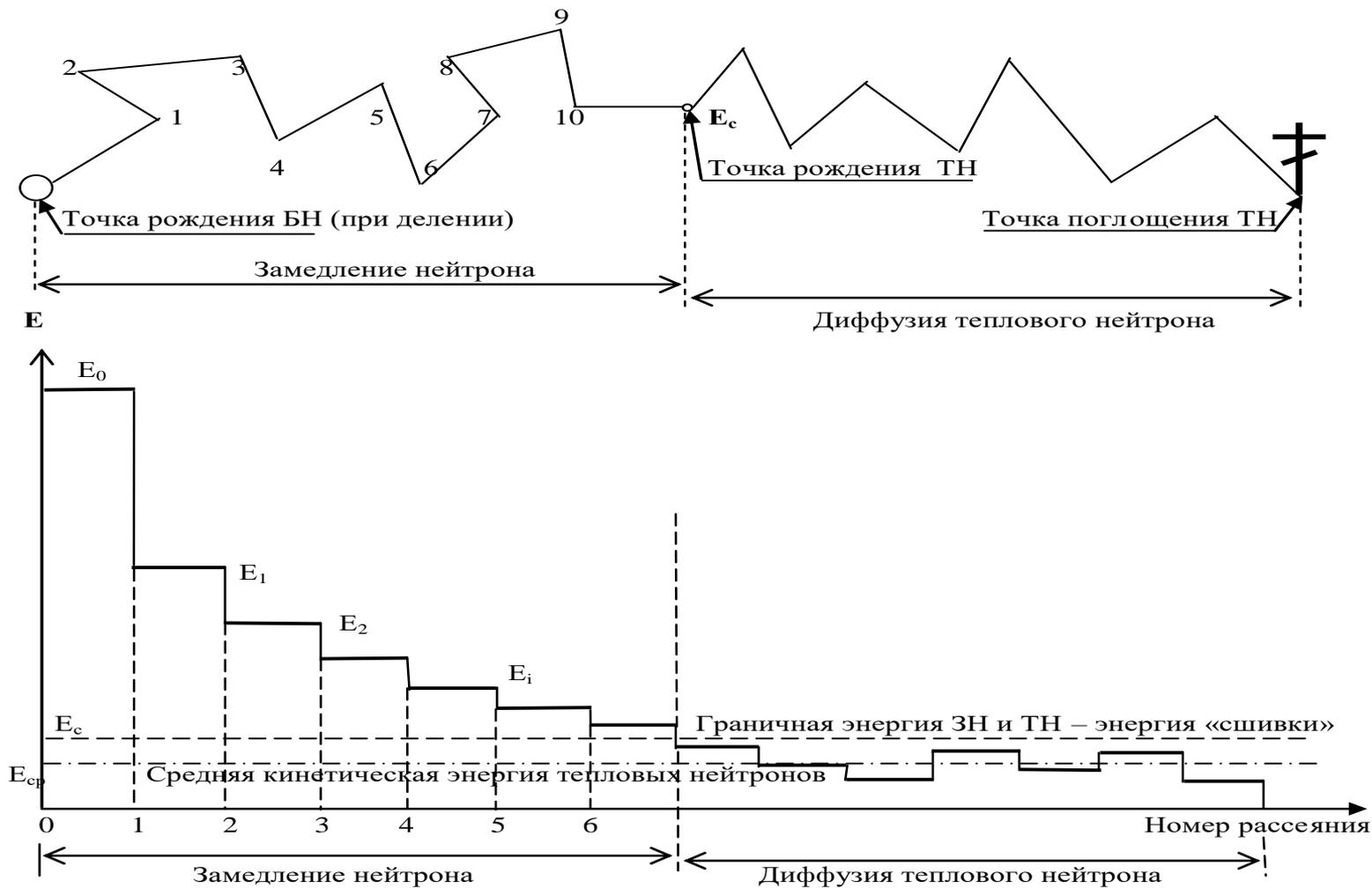


Рис.3.1. Упрощённые (плоские) иллюстрации процессов замедления и диффузии нейтронов в однородной среде и характер изменения энергии нейтрона в этих процессах.

- Из сказанного ясно, что в делениях ядер топлива рождаются быстрые нейтроны, а тепловые нейтроны появляются в результате замедления в активной зоне быстрых нейтронов.
- Принято считать, что замедляющийся нейтрон становится тепловым в тот момент, когда в конце процесса замедления он пересекает некоторую граничную энергию, называемую *энергией сшивки ( $E_c$ )*.
- При этой энергии спектр замедляющихся нейтронов (спектр Ферми) плавно (без разрывов или изломов) переходит в спектр тепловых нейтронов (**спектр Максвелла**).

- Величина энергии сшивки в тепловых реакторах лежит в зависимости от *температуры нейтронов* в пределах  $(6 \div 10) k_{Tn}$ .
- В реакторах с конкретным составом активной зоны эта величина находится в прямой зависимости от средней температуры активной зоны:
  - - чем выше температура активной зоны, тем выше температура нейтронов  $T_n$ , определяющая положение максимума максвелловского распределения на оси энергий нейтронов ( $E_{nv} = k_{Tn}$ );
  - - чем выше  $T_n$ , тем больше весь спектр и, *смещаются в область более высоких энергий*.
- В таких случаях говорят, что спектр тепловых нейтронов *ужестчается*, и тем больше, чем выше средняя температура активной зоны реактора.
- **Внимание:** *с ростом температуры реактора энергия сшивки в нём растёт.*

# Нейтронный цикл и характеристики его физических процессов

- Проследим подробно за изменением количества нейтронов одного произвольного ( $i$ -го) поколения в тепловом реакторе, в активной зоне которого имеются уран-235, уран-238, замедлители, теплоноситель и конструкционные материалы (наличие получаемого при работе реактора плутония-239 вначале в расчёт не принимается).
- Пусть в таком реакторе в результате делений ядер урана-235 *тепловыми нейтронами* рождается  $n_i$  быстрых нейтронов деления  $i$ -го поколения, имеющих среднюю энергию  $E_{ср} = 2 \text{ МэВ}$ .

- а) Эти быстрые нейтроны начинают процесс замедления и в начале интервала замедления (2-1.1 МэВ), то есть *выше порога деления* ядер  $^{238}\text{U}$ , имеют возможность взаимодействовать с ядрами  $^{238}\text{U}$  и вызывать их деления, в результате которых появляются дополнительные быстрые нейтроны деления.
- Кроме того, дополнительные быстрые нейтроны получаются за счёт делений урана-235 *быстрыми нейтронами* ( $^{235}\text{U}$  делится нейтронами *всех энергий*).
- Следовательно, общее количество быстрых нейтронов деления будет *больше*, чем те нейтроны деления, которые были получены в делениях одних ядер  $^{235}\text{U}$  только тепловыми нейтронами.

- **Число  $\epsilon$ , показывающее, во сколько раз число нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива нейтронами всех энергий, больше числа нейтронов деления, полученных в делениях ядер  $^{235}\text{U}$  только тепловыми нейтронами, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах.**
- Тогда общее число нейтронов деления  $i$ -го поколения равно не  $n$ , а
- $n \epsilon$
- б) Эти  $(n; \epsilon)$  быстрых нейтронов продолжают замедление в активной зоне реактора,
- но лишь  $p_3$  часть их останется в её объёме в конце процесса замедления, а  $(1-p_3)$ -ая часть их - претерпит утечку из активной зоны во время замедления.

- *Доля нейтронов  $p_3$ , избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от числа нейтронов поколения, начавших замедление в активной зоне, называется вероятностью избежания утечки замедляющихся нейтронов.*
- Таким образом, к концу процесса замедления в активной зоне реактора должно было бы остаться ( $n \in p_3$ ) нейтронов  $i$ -го поколения. Но...
- в) Поглощающая способность нейтронов (быстрых и промежуточных) для подавляющего большинства нуклидов в активной зоне *очень низка* по сравнению с поглощающей способностью их в области тепловых энергий.

- Но так как в эпитепловой области величины микросечений поглощения всех нуклидов *не нулевые*, некоторая часть замедляющихся нейтронов будет теряться за счёт реакций радиационного захвата.
- Кроме того, в составе активной зоны реактора есть уран-238, который является *сильным* поглотителем замедляющихся нейтронов в области энергий (6 ÷ 600) эВ, то есть *почти в самом конце интервала замедления*.
- На графике зависимости микросечения радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  от энергии нейтронов отчётливо просматриваются в этом интервале несколько десятков **аномальных "пиков"** - резонансов.
- Эту аномальную разновидность радиационного захвата замедляющихся нейтронов, в отличие от радиационного захвата тепловых нейтронов (величины микросечений радиационного захвата меняются монотонно или не резко) назвали резонансным захватом.

- По этим причинам **не все** ( $n \in p_3$ ) замедляющихся нейтронов  $i$ -го поколения благополучно завершат замедление и станут тепловыми, а только некоторая  **$\varphi$ -ая** их часть:
- Тогда  $(1-\varphi)$ -ая часть замедляющихся нейтронов в активной зоне в процессе замедления испытает резонансный захват, и, следовательно, будут *потеряны*.
- *Доля нейтронов, избежавших резонансного захвата при замедлении, от числа нейтронов поколения, замедляющихся в пределах активной зоны реактора, называется вероятностью избежания резонансного захвата ( $\varphi$ ).*
- С учётом этой характеристики количество нейтронов поколения, благополучно завершающих в активной зоне процесс замедления (становящихся тепловыми) очевидно равно  $n \in p_3 \varphi$

- г) **Утечка** из активной зоны свойственна не только замедляющимся, но и тепловым нейтронам. Поэтому не все указанные  $n_i \varepsilon p_3 \varphi$  тепловых нейтронов останутся до конца процесса диффузии в пределах активной зоны, а только  $p_T$ -ая часть их:
- $(1-p_T)$ -ая часть покинет при диффузии активную зону и будет безвозвратно утеряна.
- *Доля тепловых нейтронов*, избежавших утечки из активной зоны при диффузии, от числа тепловых нейтронов поколения, начавших процесс диффузии в активной зоне, называется **вероятностью избежания утечки тепловых нейтронов ( $p_T$ )**.
- Таким образом, к концу диффузии (то есть к моменту поглощения) в активной зоне останется
- $(n \varepsilon p_3 \varphi p_T)$  тепловых нейтронов  $i$ -го поколения.

- д) Конец процесса диффузии тепловых нейтронов в реакторе - это их гибель в результате их поглощения. Так как различные ядра - компоненты активной зоны - в различной степени поглощают тепловые нейтроны, последняя альтернатива для поглощения тепловых нейтронов поколения:
  - - либо быть поглощёнными делящимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива,
  - - либо быть поглощёнными любыми другими компонентами активной зоны.
- Первая из этих возможностей таит в себе нечто потенциально-созидательное: поглощение теплового нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$  может вызвать деление этого ядра и появление новых быстрых нейтронов деления,
- А вторая возможность ведёт к непроизводительной потере тепловых нейтронов.

- *Доля тепловых нейтронов, поглощаемых делющимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, от всех тепловых нейтронов поколения (поглощаемых всеми компонентами активной зоны) называется коэффициентом использования тепловых нейтронов ( $\theta$ ).*
- Таким образом, количество тепловых нейтронов  $i$ -го поколения, поглощенных ядрами урана-235, будет равно:
- $$n \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta$$
- Но из этих поглощений тепловых нейтронов ядрами урана-235 лишь  $f_5$ -ая часть завершится делениями ядер, а  $(1-f_5)$ -ая часть закончится бесполезным для дела радиационным захватом тепловых нейтронов этими ядрами.
- *Величина  $f_5$  - это вероятность того, что поглощение теплового нейтрона ядром урана-235 завершится делением последнего.*

- В рассматриваемом простом случае *однокомпонентного* топлива (состоящего лишь из одного типа делящихся тепловыми нейтронами ядер -  $^{235}\text{U}$ ) эта вероятность может быть легко сосчитана как отношение скоростей реакций деления и поглощения тепловых нейтронов ядрами урана-235:

$$f_5 = \frac{\sigma_f^5 N_5 \Phi}{\sigma_a^5 N_5 \Phi} = \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} = \frac{583.5}{680.9} \approx 0.857.$$

- Таким образом, из указанного выше числа поглощений тепловых нейтронов ядрами урана-235 ( $n \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta f_5$ ) поглощений закончатся делениями.

- ж) Но в каждом делении ядра урана-235 рождается в среднем  $\nu_5$  новых быстрых нейтронов. Константа  $\nu_5 = 2.425$  - это уже известное нам *среднее число нейтронов деления, получаемых в акте деления ядра урана-235 тепловым нейтроном.*
- Таким образом, в указанном выше количестве делений ядер урана-235 под действием тепловых нейтронов  $i$ -го поколения будет рождено
- $$n \varepsilon p_3 \varphi p_T \theta f_5 \nu_5 \Rightarrow n_{i+1}$$
- нейтронов деления, *но это уже - быстрые нейтроны нового,  $(i+1)$ -го поколения.*
- Отметим, что два последних сомножителя в записанном произведении являются физическими константами ядер урана-235.
-

- Значит, их произведение  $\eta_5 = \nu_5 \cdot f_5$
- (также является физической константой ядер урана-235. По физическому смыслу эта константа представляет собой среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый ядрами  $^{235}\text{U}$  тепловой нейтрон.
- Чаще всего её просто называют "константой этта" в соответствии с греческой буквой, которой обозначают эту величину.
- В более общем случае, когда топливо в реакторе состоит из нескольких типов делящихся под действием тепловых нейтронов ядер
- константа "этта" - есть среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися под действием тепловых нейтронов нуклидами топлива тепловой нейтрон.
-

- С учётом последнего замечания формулу можно записать так:

- $$n_{i+1} = n \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_T.$$

- Но если разделить обе части выражения на величину  $n$

$$\frac{n_{\bar{\sigma}i+1}}{n_{\bar{\sigma}i}} = \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta \cdot p_3 \cdot p_m$$

- то в левой части получается отношение плотностей нейтронов двух последовательных поколений, в точности совпадающее с определением величины ***эффективного коэффициента размножения***, то есть:

- $$k_{\varepsilon\varphi} = \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_T$$

$$\bullet k_{\varepsilon\phi} = \eta \varepsilon \phi \theta p_3 p_T$$

- Последние два сомножителя в её правой части ( $p_3$  и  $p_T$ ) определяются формой и размерами активной зоны реактора, и фактом своего существования они обязаны только тому, что реальные активные зоны имеют *конечные* размеры:
- в гипотетической активной зоне бесконечных размеров обе указанных вероятности равны *единице*, поскольку и замедляющимся, и тепловым нейтронам в бесконечной активной зоне *утекать*, попросту говоря, *некуда*.
- Это означает, что **размножающие свойства** гипотетической бесконечной активной зоны определяются только совокупностью компонентов среды этой активной зоны *безотносительно к её размерам*.
- $$k_{\infty} = \eta \varepsilon \phi \theta$$
- при анализе обычно выделяют и *называют* коэффициентом размножения в бесконечной среде.
- Это не означает, что  $k_{\infty}$  - нереальная, гипотетическая величина;

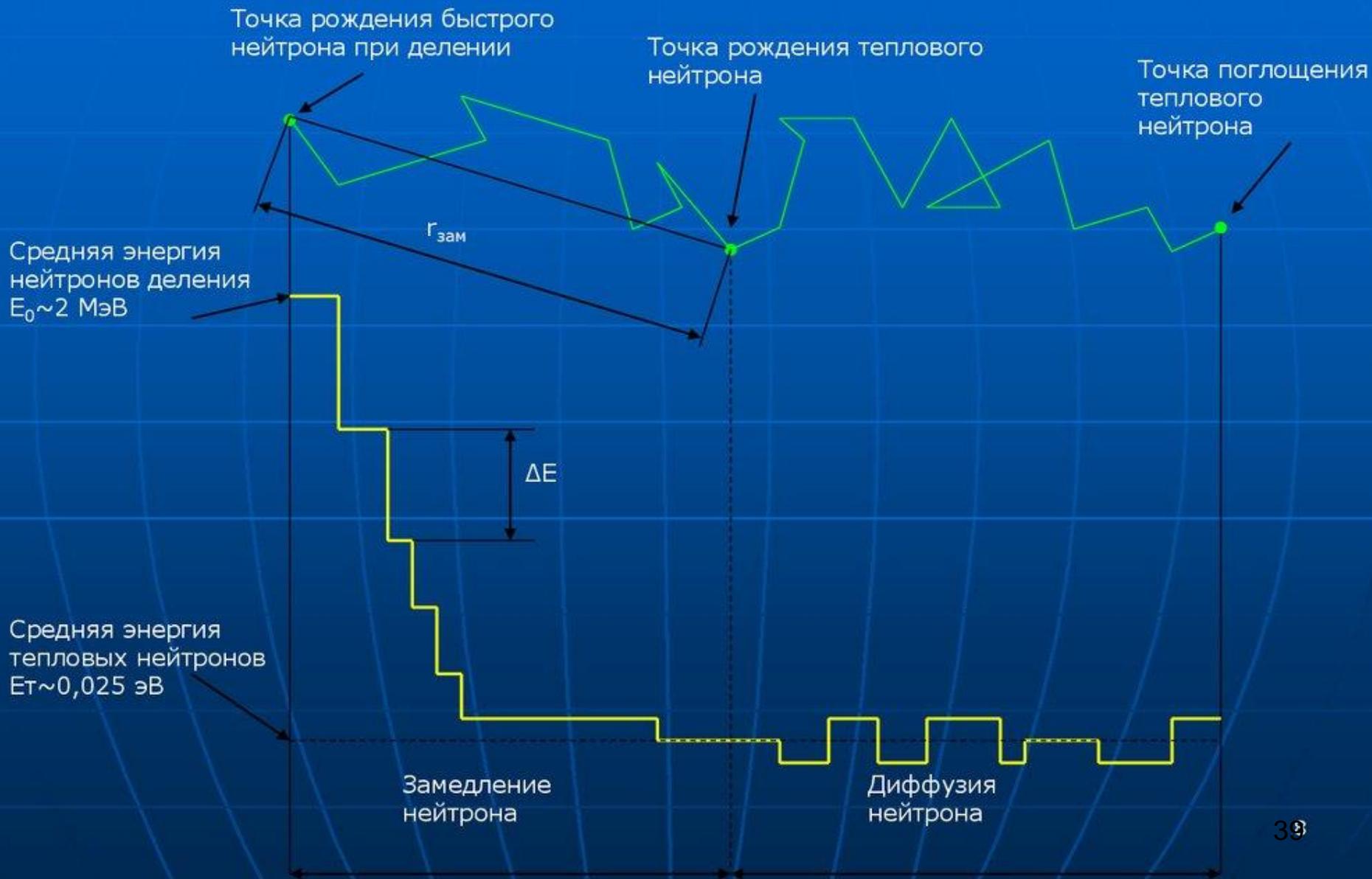
- $k_{\infty}$  вполне реальна и служит характеристикой *собственных размножающих свойств среды* активной зоны *определённого состава*.
- Она указывает *предельную, максимально-возможную*, величину эффективного коэффициента размножения в активной зоне этого состава при бесконечном увеличении её размеров.
- $k_{эф} = k_{\infty} p_z p_T$
- *Величина эффективного коэффициента размножения реактора с определённым составом активной зоны конечных размеров есть произведение коэффициента размножения в бесконечной среде этого состава на величины вероятностей избежания утечки замедляющихся и тепловых нейтронов для этой конечной активной зоны*

- Так как в реальном энергетическом реакторе конечных размеров, который предназначен работать в основном *в критическом режиме*, величины  $\rho_z, \rho_T$  - меньшие единицы,
- то величина коэффициента размножения в бесконечной среде для такой активной зоны - величина, *большая единицы*.
- То есть активная зона реального критического реактора должна быть скомпонована из таких материалов, совокупность которых обладает собственными *надкритическими* размножающими свойствами, но с учётом утечки нейтронов из её конечного объёма величина эффективного коэффициента размножения в ней *должна быть в точности равной единице*.

- $k_{эф} = \eta \varepsilon \varphi \theta p_3 p_T$

- Формула выражает характеристику *эффективных размножающих свойств* активной зоны теплового ядерного реактора ( $k_э$ ), которая является *и мерой нейтронно-физического состояния реактора*, через характеристики отдельных физических процессов нейтронного цикла в реакторе.
- Вывод:
- для понятия закономерностей размножения нейтронов в реакторе и понимания практических путей управления мощностью реактора необходимо более подробно исследовать каждую из частных характеристик процессов нейтронного цикла,  
выяснить, какими факторами определяются величины  $p_3, p_T, \eta, \varepsilon, \varphi$  и  $\theta$ ,
- и определить, какие из этих факторов пригодны для того, чтобы через их посредство осуществлять воздействие на процесс размножения нейтронов в реакторе.

# Схема замедления и диффузии нейтронов



# Нейтронный цикл в тепловом ядерном реакторе



# Нейтронный цикл в тепловом ядерном реакторе (продолжение)



- **Тепловой ядерный реактор** (в отличие от быстрого и промежуточного) - это реактор, в котором подавляющее большинство делений ядер топлива осуществляется тепловыми нейтронами.
- **Нейтронный цикл** - это совокупность физических процессов, которые повторяются в пределах среднего времени жизни каждого поколения.
- **Замедление нейтронов** - процесс пространственного переноса нейтронов в среде активной зоны, сопровождающийся уменьшением их кинетической энергии за счёт реакций рассеяния на ядрах этой среды.

- **Диффузия тепловых нейтронов** - процесс пространственного переноса тепловых нейтронов в среде при постоянном среднем значении их кинетической энергии.
- Число  $\epsilon$ , показывающее, во сколько раз число нейтронов деления, полученных в делениях ядер топлива нейтронами всех энергий, больше числа нейтронов деления, полученных в делениях ядер  $^{235}\text{U}$  только тепловыми нейтронами, называется **коэффициентом размножения на быстрых нейтронах**.
- Доля нейтронов  $p^3$ , избежавших утечки из активной зоны при замедлении, от числа нейтронов поколения, начавших замедление в активной зоне, называется **вероятностью избежания утечки замедляющихся нейтронов**.

- Доля нейтронов, избежавших резонансного захвата при замедлении, от числа ней-тронов поколения, замедляющихся в пределах активной зоны реактора, называется **вероятностью избежания резонансного захвата**.
- Доля тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны при диффузии, от числа тепловых нейтронов поколения, начавших процесс диффузии в активной зоне, называется **вероятностью избежания утечки тепловых нейтронов ( $p^T$ )**.
- Доля тепловых нейтронов, поглощаемых делющимися под действием тепловых нейтронов ядрами топлива, от всех тепловых нейтронов поколения (поглощаемых всеми компонентами активной зоны) называется **коэффициентом использования тепловых нейтронов ( $\theta$ )**.

- **Константа "этта"** - есть среднее число получаемых нейтронов деления, приходящееся на каждый поглощаемый делящимися под действием тепловых нейтронов нуклидами топлива тепловой нейтрон.
- **Величина эффективного коэффициента размножения реактора** с определённым составом активной зоны конечных размеров есть произведение **коэффициента размножения в бесконечной среде** этого состава на величины вероятностей избежания утечки замедляющихся и тепловых нейтронов для этой конечной активной зоны.
- $$k_{\infty} = \eta \epsilon \phi \theta$$
- $$k_{\text{э}} = k_{\infty} \rho_{\text{з}} \rho_{\text{т}}$$

