

# Рассеяние.

- При неспособности возбуждённого составного ядра удержать в своем составе проникший в него нейтрон природное стремление ядра к устойчивости может быть реализовано путем "выталкивания" из ядра захваченного или любого другого нейтрона, равноценного захваченному по квантовым свойствам.

- Таким образом, и *до*, и *после* взаимодействия нейтрона с ядром имеются *свободный нейтрон и одно и то же ядро*, и единственным результатом такого взаимодействия является лишь то, что кинетические энергии исходного и испущенного нейтронов *неодинаковы*: энергия испускаемого нейтрона в подавляющем большинстве случаев оказывается *ниже* энергии исходного нейтрона. Кроме того, направления движения исходного и испускаемого нейтронов также *неодинаковы*.

- Внешне такое взаимодействие выглядит не как ядерное, а скорее как обычное *механическое соударение* нейтрона с ядром, в результате которого нейтрон передает ядру часть своей кинетической энергии, меняя при этом свою скорость и направление движения.
- Многократно повторяемые акты таких соударений в классической механике, как известно, называют *рассеяниями*. По аналогии с механическими рассеяниями нейтронные реакции подобного типа называют ***реакциями рассеяния***.

- *Склонностью к реакции рассеяния, как и склонностью к радиационному захвату, обладают все (без исключения) известные нуклиды, хотя и в различной степени.*
- Для реакторщика важно знать, ядра *каких* элементов наделены Природой этой склонностью к рассеянию, поскольку в тепловом реакторе за счёт реакций рассеяния идёт процесс *уменьшения кинетической энергии нейтронов* при их перемещении в среде активной зоны. Этот процесс коротко именуется ***замедлением нейтронов***. Поэтому ядра - хорошие рассеиватели нейтронов, - обладающие пониженной склонностью к радиационному захвату, как правило, оказываются хорошими *замедлителями нейтронов*.

- Например, ядра атомов водорода ( $^1\text{H}$ ), дейтерия ( $^2\text{D}$ ), бериллия ( $^9\text{Be}$ ), углерода ( $^{12}\text{C}$ ), кислорода ( $^{16}\text{O}$ ), циркония ( $^{91}\text{Zr}$ ) и ряд других ядер со слабыми захватными свойствами и сильно выраженной склонностью к рассеянию являются хорошими замедлителями рождаемых в реакторе быстрых нейтронов.

- И ещё одна аналогия ядерного рассеяния с механическим: рассеяние может быть *упругим и неупругим*, причём, критерии оценки упругости рассеяния в обоих случаях одинаковы:
- - если суммы кинетических энергий ядра и нейтрона до и после рассеяния *равны* между собой
- $(E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{до}} = (E_{\text{я}} + E_{\text{н}})_{\text{после}}$ ,
- рассеяние называют *упругим*.

- Иначе говоря, энергетическое состояние и структура ядра до и после рассеяния остаются неизменными;

- - если же сумма кинетических энергий ядра и нейтрона после рассеяния оказывается *ниже*, чем их сумма до рассеяния,
- $(E_{я} + E_{н})_{до} > (E_{я} + E_{н})_{после}$  ,
- рассеяние называют *неупругим*.



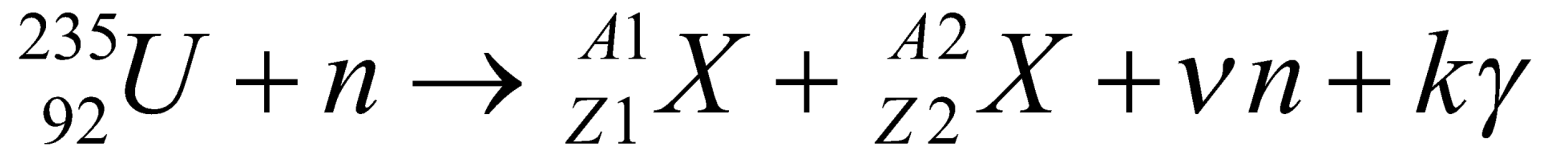
- *Из этого не следует, что при неупругом рассеянии нарушается закон сохранения энергии: просто разница сумм кинетических энергий до и после рассеяния затрачивается на изменение внутренней структуры ядра подобно тому, как при неупругом механическом соударении тел (например, свинцовых шариков) суммарное изменение их кинетической энергии расходуется на их деформацию.*

- Отметим одну важную закономерность ядерного рассеяния:
- - *упругое рассеяние в большей степени свойственно лёгким ядрам (с атомной массой  $A < 20$ ) при взаимодействии их с нейтронами сравнительно небольших кинетических энергий ( $E < 0.1$  МэВ), в то время как к реакциям неупругого рассеяния более склонны тяжёлые ядра при взаимодействии с нейтронами больших ( $E > 1$  МэВ) энергий.*

# Реакция деления.

- Третий способ выхода возбуждённого составного ядра в более устойчивые образования - *деление его* на две, три или даже более протонно-нейтронных комбинации, называемые *осколками деления*.

- Обозначение: (n, f)
- Обозначение сечения:  $\sigma_f$ ,  $\Sigma_f$
- Уравнение реакции:



- Примечание:
- Основная реакция в результате которой освобождается ядерная энергия, получаемая в ядерных реакторах

- ***В отличие от реакций радиационного захвата и рассеяния, к делению склонны далеко не все известные ядра, а лишь некоторые (главным образом, чётно-нечётные) ядра тяжёлых элементов. Вот некоторые из них:***
  - $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{251}\text{Cf}$ , ...

- Наиболее важным из перечисленных нуклидов является  $^{235}\text{U}$  - основное топливо большинства существующих ядерных реакторов.  $^{235}\text{U}$  делится нейтронами *любых* кинетических энергий, но лучше всего – нейтронами с малыми энергиями.

- Вторым по значимости делящимся нуклидом является  $^{239}\text{Pu}$  - вторичное топливо в урановых реакторах, воспроизводимое в процессе их работы. Как и  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  делится нейтронами любых кинетических энергий, но наиболее эффективно – тепловыми нейтронами.

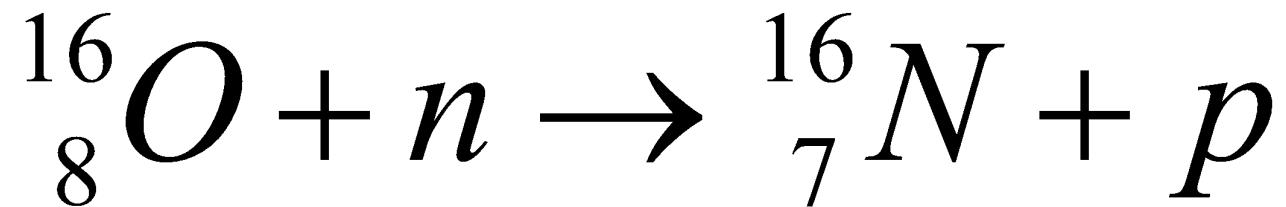


- Третьим по значению делящимся нуклидом является *чётно-чётный* изотоп урана - ( $^{238}\text{U}$ ). Чётное число нейтронов в его ядре даёт более устойчивую комбинацию, чем нечётное их число, благодаря чему **деление**  $^{238}\text{U}$  **имеет пороговый характер**: для инициации деления ядер  $^{238}\text{U}$  годны не любые нейтроны, а лишь нейтроны с энергиями выше  $E_{п} = 1.1 \text{ МэВ}$ . (Говорят:  $E_{п} = 1.1 \text{ МэВ}$  - *энергетический порог деления ядер урана-238*).

# Три нейтронные реакции

- Во-первых, это реакция типа  $(n,p)$  - то есть нейтронная реакция, завершающаяся испусканием протона.
- В результате этой реакции образуется *изобара* исходного ядра, поскольку протон уносит один элементарный заряд, а масса ядра практически не меняется (нейтрон привнесён, а равный ему по массе протон - унесён).

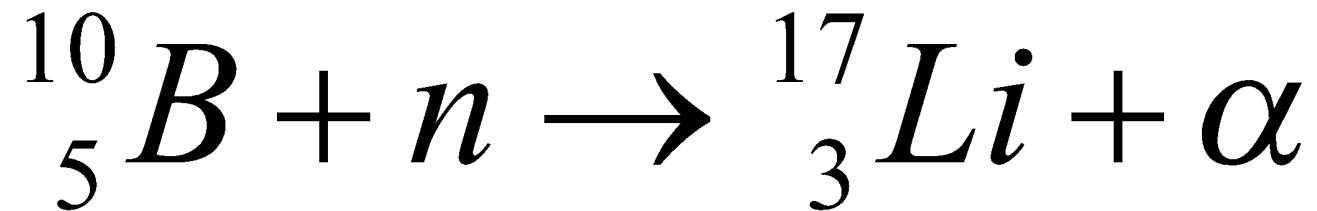
- Обозначение: (n, p)
- Обозначение сечения:  $\sigma_p$ ,  $\Sigma_p$
- Уравнение реакции:



- Примечание:
- Реакция приводящая к активации воды первого контура.

- Во-вторых, это реакция типа  $(n, \alpha)$  - то есть реакция, завершающаяся испусканием возбужденным составным ядром  $\alpha$ -частицы (лишённого электронной оболочки ядра атома гелия  ${}^4\text{He}$ ), в результате которой массовое число результирующего ядра снижается на 3 а.е.м. сравнительно с массой исходного ядра, а протонный заряд уменьшается на 2 единицы.

- Обозначение:  $(n, \alpha)$
- Обозначение сечения:  $\sigma_{\alpha}, \Sigma_{\alpha}$
- Уравнение реакции:

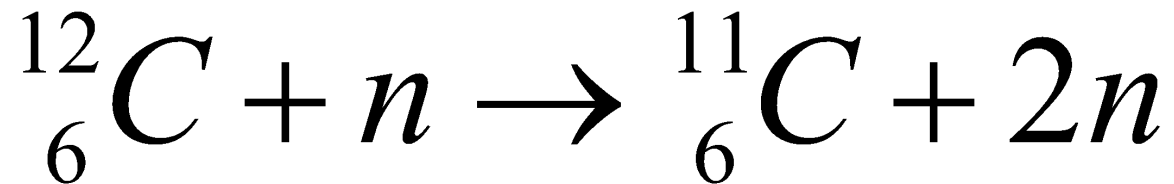


- Примечание:
- Поглощение нейтронов в регулирующих стержнях, выполненных из бора.
- Регистрация замедленных нейтронов.

- И, наконец, это реакция типа  $(n,2n)$  - то есть реакция с испусканием возбуждённым составным ядром двух нейтронов, в результате которой образуется изотоп исходного элемента, на единицу меньшей массы сравнительно с массой исходного ядра.



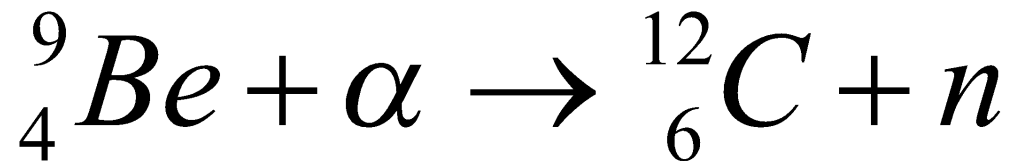
- Обозначение:  $(n, 2n)$
- Обозначение сечения:  $\sigma_{2n}, \Sigma_{2n}$
- Уравнение реакции:



- Примечание:
- Используется для регистрации плотности потока нейтронов с энергией выше пороговой.

# Реакция с испусканием нейтронов под действием $\alpha$ -излучения

- Обозначение:  $(\alpha, n)$
- Обозначение сечения:  $\sigma_{(\alpha, n)}$ ,  $\Sigma_{(\alpha, n)}$
- Уравнение реакции:

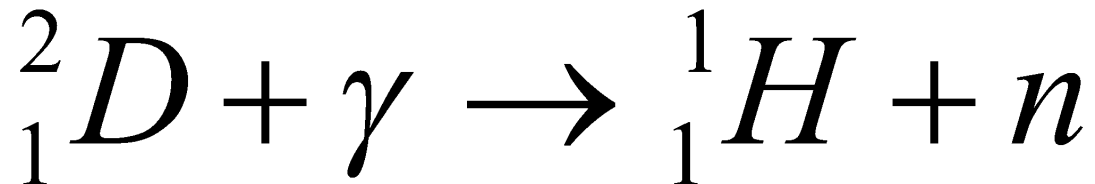


# Примечание

- Используется для получения нейтронов, применяемых при физическом пуске реактора.

# Фотонейтронные реакции

- Обозначение:  $(\gamma, n)$
- Обозначение сечения:  $\sigma_{(\gamma, n)}$ ,  $\Sigma_{(\gamma, n)}$
- Уравнение реакции:



# Примечание

- Реакция фоторасщепления дейтерия, содержащегося в воде, используемой в качестве теплоносителя.
- Имеет определенное значение для увеличения числа нейтронов перед физическим пуском реактора.

# Сечения поглощения

- Обозначим полное эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядром  $\sigma_t$ .
- После взаимодействия нейтрон может либо рассеется, либо поглотится.
- Вероятность прохождения той или иной реакции характеризуется своими сечениями.

- Обозначим:
- $\sigma_s$  – микроскопическое сечение упругого рассеяния
- $\sigma_{is}$  – микроскопическое сечение не упругого рассеяния
- $\sigma_a$  – микроскопическое сечение поглощения нейтрона ядром



- Тогда
- $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_a = \sigma_{is} + \sigma_a$ , где
- $\sigma_{is} = \sigma_s + \sigma_{in}$  – суммарное сечение упругого и не упругого рассеяния

- Вспомним  $\sigma N_v = \Sigma$ , тогда
- $\Sigma_t = \Sigma_{is} + \Sigma_a$ , где
- $\Sigma_t = \sigma_t N_v$  - полное макроскопическое эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядром данного нуклида;
- $\Sigma_{is} = \sigma_{is} N_v$  - полное макроскопическое эффективное сечение реакции рассеяния нейтрона ядрами данного нуклида
- $\Sigma_a = \sigma_a N_v$  - полное макроскопическое эффективное сечение реакции поглощения нейтрона ядрами данного нуклида

- Поглощение нейтронов происходит в реакциях  $(n, \gamma)$ ;  $(n, \alpha)$ ; деление ядра и д.р.
- С учетом возможностей
- $\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_\alpha$
- $\sigma_\gamma$  – микроскопическое сечение реакции радиационного захвата  $(n, \gamma)$ ;
- $\sigma_f$  – микроскопическое сечение реакции деления  $(n, f)$ ;
- $\sigma_\alpha$  – микроскопическое сечение реакции с испусканием  $\alpha$  частицы  $(n, \alpha)$ ;

- Для энергии нейтронов  $< 5$  МэВ у большинства ядер различных нуклидов реакцией поглощения является радиационный захват нейтронов
- $(\sigma_a = \sigma_\gamma)$
- Для ядер нуклидов ( $^{232}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и т. д.) наряду с радиационным захватом идет реакция деления
- $\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$

- Вспомним  $\Sigma = \sigma N_v$ , тогда
- $\Sigma_a = \Sigma_\gamma + \Sigma_f + \Sigma_\alpha$ , где
- $\Sigma_i = \sigma_i N_v$  (при  $i = \gamma, f, \alpha$ ) – макроскопические сечения  $i$ -ой ядерной реакции.

- Отметим, что  $C_v = \Sigma \phi$  и из определения  $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_\gamma$ ,  $\Sigma_{is}$  следует, что за 1 секунду в 1 м<sup>3</sup> вещества при плотности нейтронов  $\phi$  происходит  $\Sigma_a \phi$  – поглощений нейтронов,  $\Sigma_{is} \phi$  – актов рассеяния нейтронов,  $\Sigma_\gamma \phi$  – делений ядер.

- Средний свободный пробег нейтронов  $\lambda_i$   
– среднее расстояние, проходимое нейтроном между двумя актами выхода  $i$ -ой реакции с ядрами вещества.

- За 1 секунду в  $1 \text{ м}^3$  вещества совершается  $C_{vi}$  актов взаимодействия с выходом  $i$ -ой реакции, при этом длина пути, пройденного нейтроном, равна плотности потока нейтронов  $\varphi$ , тогда среднее расстояние между двумя актами взаимодействий с учетом
- $C_v = \sigma N_v n V = \sigma N_v \varphi = \sum \varphi$

- $\lambda_i = \varphi / C_{vi} = 1 / \sum_i$



- Если взаимодействие нейтрона с ядром является реакцией рассеяния, то  $\lambda_i = \lambda_{is}$ , где  $\lambda_{is} = 1 / \sum_{is}$  и равняется среднему расстоянию, проходимому нейтроном между двумя последовательными рассеивающими столкновениями.
- Величину  $\lambda_{is}$  называют средним свободным пробегом рассеяния (длиной рассеяния)

- Аналогично для реакций поглощения нейтрона ядром  $\lambda_i = \lambda_a$ , где  $\lambda_a = 1 / \Sigma_a$ ,
- Равняется среднему полному пути, проходимому нейтроном в среде от рождения до его поглощения и называется средним свободным пробегом до поглощения (длиной поглощения)

- Полная средняя длина свободного пробега равна
- $\lambda_t = 1 / \sum_t$
- $1/\lambda_t = 1/\lambda_a + 1/\lambda_{is}$
- $\sum_t = \sum_a + \sum_{is}$

- Микроскопическое сечение различных реакций существенно зависит от энергии нейтрона.
- С уменьшением энергии нейтронов сечения увеличиваются. Это связано с волновыми свойствами нейтрона.
- В ядерных реакторах энергия нейтронов изменяется в весьма широком диапазоне от  $10^7$  до  $10^{-3}$  МэВ.

# Коэффициент размножения и нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах

- Активная зона реактора на тепловых нейтронах состоит из слабообогащенного ядерного топлива, замедлителя, теплоносителя, конструкционных материалов, регулирующих стержней.

- Рассмотрим нейтронный цикл в реакторе, где топливо содержит уран. Допустим, что в некоторый момент времени в активной зоне в результате деления  $^{235}\text{U}$  образовалось  $N$  быстрых нейтронов.

- Образовавшиеся в результате делений ядер  $^{235}\text{U}$  нейтроны в среднем имеют энергию выше порога деления ядер  $^{238}\text{U}$ , поэтому в процессе поглощения ядрами  $^{238}\text{U}$  эти нейтроны могут вызвать их деление. Кроме того, некоторое число быстрых нейтронов может вызвать деление ядер  $^{235}\text{U}$ . В этой области энергий сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  примерно равны, но ввиду малого содержания в активной зоне  $^{235}\text{U}$

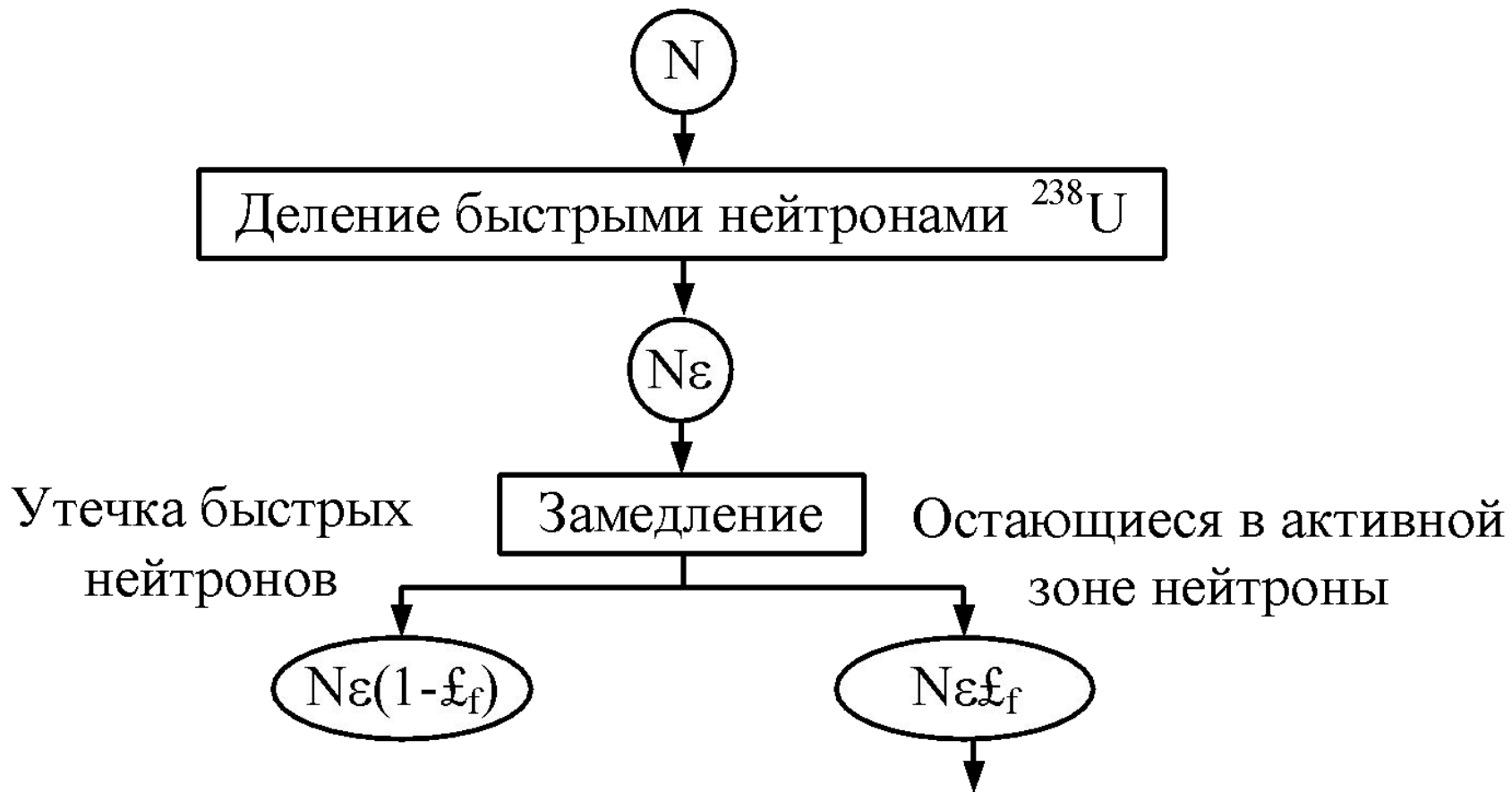
- В этой области энергий сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  примерно равны, но ввиду малого содержания в активной зоне  $^{235}\text{U}$  по сравнению с содержанием  $^{238}\text{U}$  этот эффект мал. При делении  $^{238}\text{U}$  на один поглощенный быстрый нейтрон выделяется в среднем 2,4 новых быстрых нейтрона, поэтому в результате этого процесса число нейтронов несколько возрастает.



- Это увеличение учитывается коэффициентом размножения на быстрых нейтронах  $\nu$ , который показывает, во сколько раз увеличивается число нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  из-за дополнительного деления ядер  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами.

- Значение  $\varepsilon$  зависит, от состава и геометрии активной зоны. Обычно  $\varepsilon \approx 1,02 \dots 1,03$ . В результате этого процесса общее число нейтронов в активной зоне будет равно  $N\varepsilon$ . Однако часть быстрых нейтронов может вылететь из активной зоны.

- Этот процесс учитывается параметром  $\mathcal{L}_f$  – вероятностью избежания утечки быстрых нейтронов, равной доле быстрых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны. Таким образом, из-за утечки быстрых нейтронов в активной зоне остается  $N\varepsilon\mathcal{L}_f$  нейтронов.



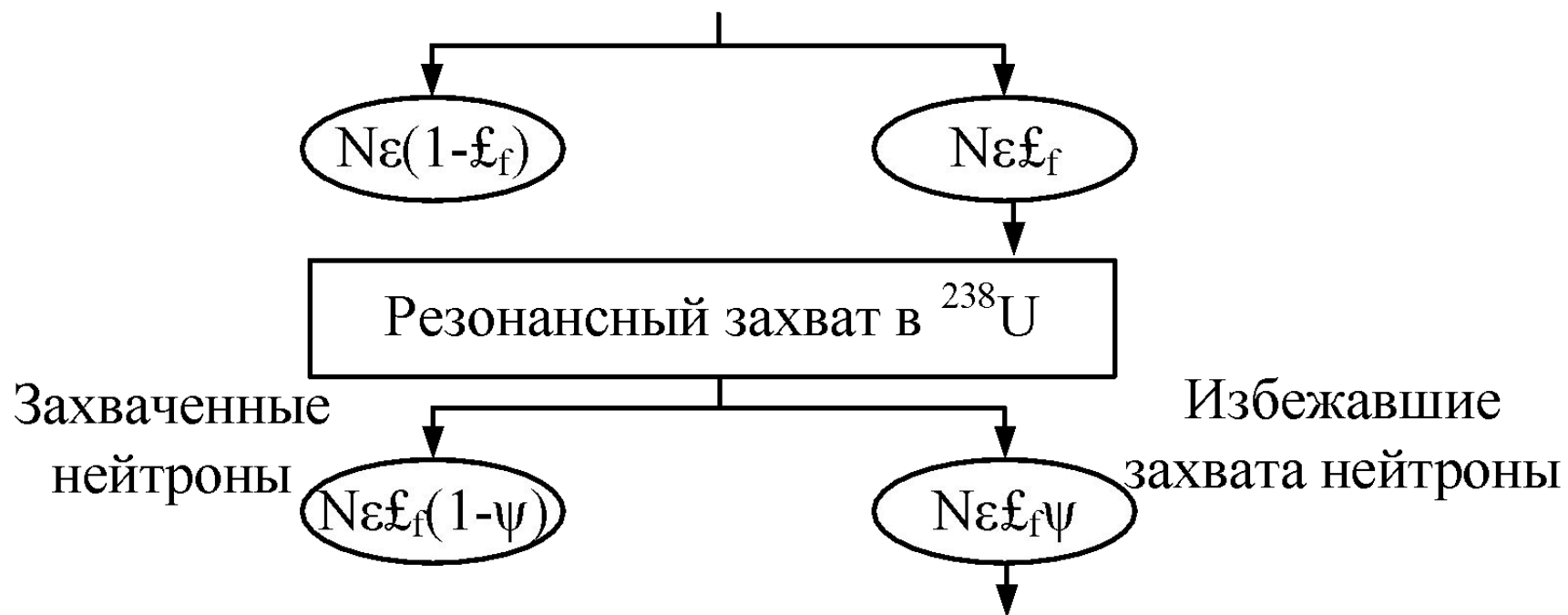
- Быстрые нейтроны слабо поглощаются ядрами, претерпевая неупругое рассеяние на ядрах  $^{238}\text{U}$  и упругое рассеяние на ядрах замедлителя, и в результате замедляются. В процессе замедления имеется определенная вероятность поглощения нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  без деления в резонансной области энергии.

- Отметим, что по сравнению с резонансным поглощением поглощение нейтронов нерезонансных энергий незначительно. Из-за резонансного поглощения число нейтронов, достигающих тепловой энергии, будет уменьшаться.

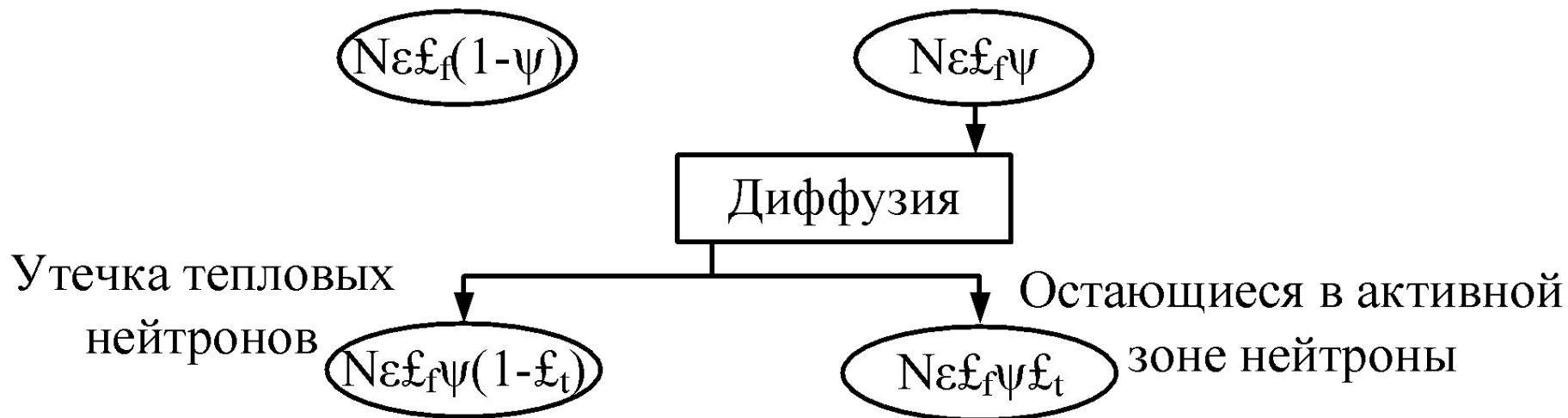
- Этот эффект учитывается коэффициентом  $\psi$  – вероятностью избежать резонансного захвата, который равен отношению числа быстрых нейтронов, избежавших захвата в резонансной области энергии и достигших тепловой энергии, к общему числу быстрых нейтронов.

- Очевидно, что  $\psi < 1$ . Значение  $\psi$  зависит от типа замедлителя, степени обогащения ядерного топлива, относительных количеств топлива и замедлителя и их взаимного расположения. Таким образом, в результате всех описанных процессов из  $N$  первоначально быстрых нейтронов в активной зоне образуется  $N \epsilon_f \psi$  тепловых нейтронов.





- Тепловые нейтроны диффундируют в объеме активной зоны и могут вылететь за ее пределы. Этот эффект учитывается вероятностью избежать утечки тепловых нейтронов  $\xi_t$ , равной доле тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны. С учетом этого процесса в активной зоне остается  $N_\varepsilon \xi_f \psi \xi_t$  тепловых нейтронов, которые диффундируют до тех пор, пока не поглотятся.



- Вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране, а не в других веществах, определяется коэффициентом использования тепловых нейтронов  $k$ , который равен отношению числа тепловых нейтронов, поглощенных в уране, к общему числу тепловых нейтронов, поглощенных материалами активной зоны. Общее число тепловых нейтронов, поглощенных в уране, равно  $N \epsilon \xi_f \psi \xi_t \theta$ .

$$N\varepsilon\xi_f\psi(1-\xi_t)$$

$$N\varepsilon\xi_f\psi\xi_t$$

Поглощение в тепловой области

В неделящихся материалах

$$N\varepsilon\xi_f\psi\xi_t(1-\theta)$$

В топливе

$$N\varepsilon\xi_f\psi\xi_t\theta$$

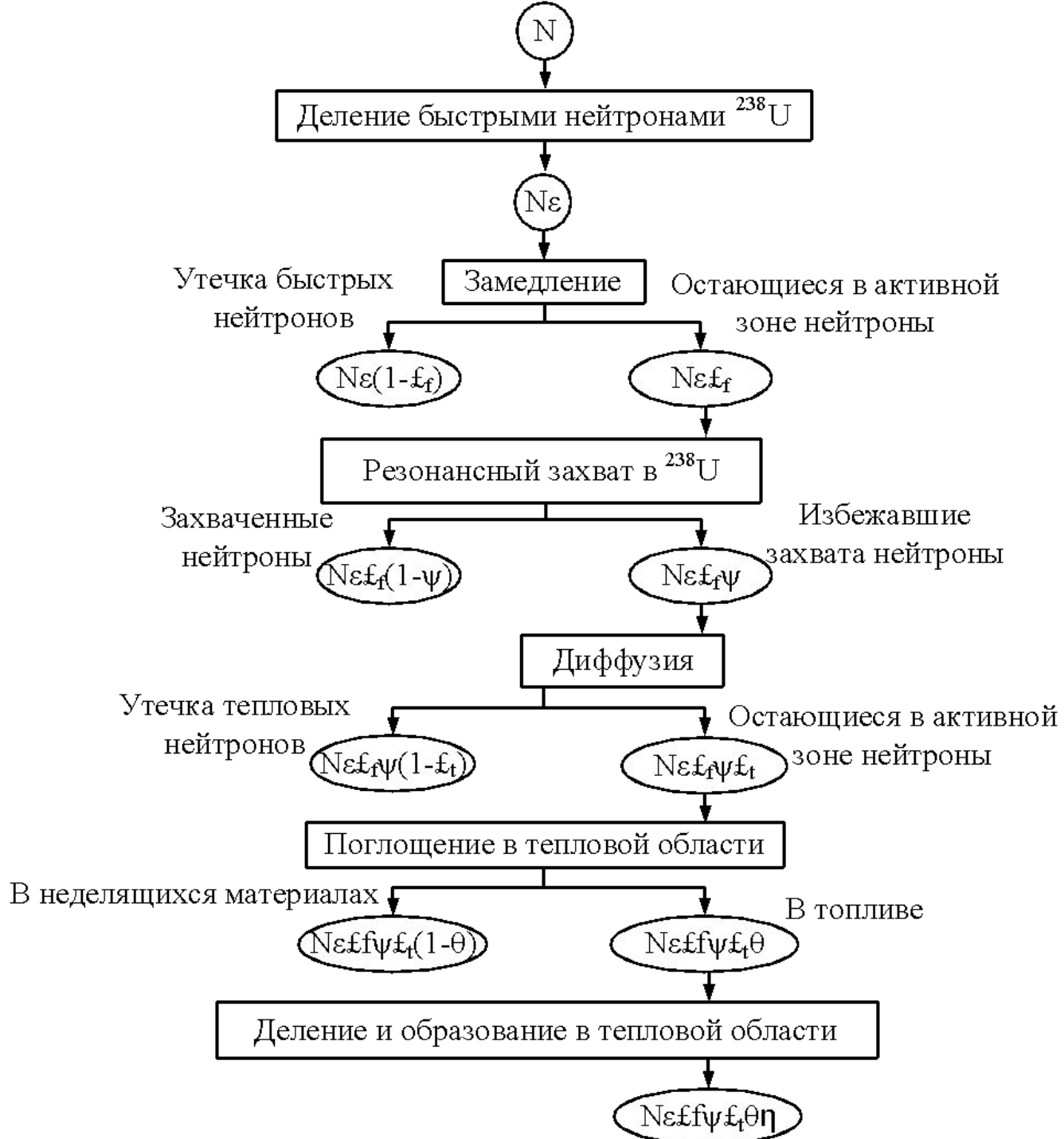
- На один захваченный ураном тепловой нейтрон в среднем в результате деления  $^{235}\text{U}$  выделяется  $\eta$  быстрых нейтронов, тогда из  $N$  быстрых нейтронов, имевшихся в начале цикла, получается  $N\varepsilon\mathcal{L}_f\psi\mathcal{L}_t\theta\eta$  таких же быстрых нейтронов следующего поколения. Следовательно, из определения эффективного коэффициента размножения получим  $k_{\text{эф}} = N\varepsilon\mathcal{L}_f\psi\mathcal{L}_t\theta\eta / N = \varepsilon\mathcal{L}_f\psi\mathcal{L}_t\theta\eta$ .

$$N\varepsilon\lambda f_{\psi}\lambda_t(1-\theta)$$

$$N\varepsilon\lambda f_{\psi}\lambda_t\theta$$

Деление и образование в тепловой области

$$N\varepsilon\lambda f_{\psi}\lambda_t\theta\eta$$





- Систему бесконечных больших размеров нейтроны не могут покинуть, и вероятность избежать утечки равна единице, т. е.  $\xi_f = 1$ ,  $\xi_t = 1$ , тогда коэффициент размножения для системы бесконечного размера

- $k_{\infty} = \eta \epsilon \psi \theta$

$$k_{\infty} = \eta \epsilon \psi \theta$$

- Данную формулу часто называют формулой четырех сомножителей, она показывает зависимость  $k_{\infty}$  от различных факторов, определяющих развитие цепной реакции деления в размножающих системах, в которых ядерным топливом является уран.

- Совмещаю формулу четырех сомножителей и  $k_{\text{эф}}$ , получаем

$$k_{\text{эф}} = k_{\infty} \mathcal{L}_f \mathcal{L}_t$$

- Активная зона находится в критическом состоянии, если  $k_{\text{эф}} = 1$ , тогда

$$k_{\infty} \mathcal{L}_f \mathcal{L}_t = 1$$

- В реальных активных зонах всегда существует утечка нейтронов, поэтому  $\mathcal{L}_f \mathcal{L}_t < 1$ , отсюда  $k_{\text{эф}} < k_{\infty}$ .

- Таким образом, для того чтобы в активной зоне имела место самоподдерживающаяся цепная реакция деления, значение  $k_{\infty}$ , должно быть несколько больше единицы. Значение  $k_{\infty}$  зависит от состава и взаимного расположения материалов активной зоны и показывает возможность осуществления самоподдерживающейся цепной реакции деления в активной зоне при заданной утечке нейтронов.

- Значения  $\psi$  и  $\theta$  в всегда меньше единицы, а значения  $\varepsilon$  и  $\eta$  больше единицы.
- Для типичного энергетического реактора на тепловых нейтронах  $\eta=1,80$ ;  $\varepsilon=1,03$ ;  $\psi=0,71$ ;  $\theta=0,79$ ;  $\mathcal{L}_f=0,97$  и  $\mathcal{L}_t=0,99$ ,
- тогда  $k_\infty = 1,8 \cdot 1,03 \cdot 0,71 \cdot 0,79 = 1,04$ ;
- $\mathcal{L} = 0,97 \cdot 0,99 = 0,96$  и
- $k_{\text{эф}} = 1,04 \cdot 0,96 = 1,00$ .