Реакторы и парогенераторы АЭС

Лекция 21

Материальный параметр активной зоны

- Реактор находится в критическом состоянии если $k_{эф} = 1$. Соответственно из выражения $k_{эф} = k_{\infty}£_f£_t$ следует, что $k_{\infty} > 1$. отличие $k_{эф}$ от k_{∞} определяется утечкой из активной зоны быстрых нейтронов в процессе их замедления и утечкой тепловых нейтронов, т. е. из k_{∞} тепловых нейтронов, образующихся в цикле размножения , один тепловой нейтрон идет на поддержание цепной реакции, а k_{∞} - 1 нейтрон утекает через внешнюю поверхность активной зоны.

- Значение k_∞ определяется составом материалов активной зоны и их взаимным расположением в ней, т.е. свойствами размножающей системы. Утечка нейтронов зависит от формы и размеров активной зоны. Таким образом при известных внутренних свойствах системы (заданном $k_\infty > 1$) существуют критические размеры активной зоны (при заданной форме), которые обеспечивают такую утечку нейтронов, что выполняется условие критического состояния реактора ($k_{эф} = 1$) и в активной зоне протекает самоподдерживающая цепная реакция.

- Если размеры активной зоны меньше критических, то утечка нейтронов велика , $k_{эф} < 1$ и реактор подкритичен, если размеры активной зоны больше критических, то $k_{эф} > 1$ и реактор надкритичен. В критическом состоянии реактора плотность потока нейтронов любых энергий не зависит от времени, поэтому распределение плотности потока тепловых нейтронов по объему активной зоны подчиняется стационарному уравнению диффузии.

$$D_T \nabla^2 \varphi_T - \Sigma_{am} \varphi_T + S = 0$$

$$\nabla^2 \varphi_T - \frac{1}{L^2} \varphi_T + \frac{S}{D_T} = 0$$

$$L^2 = \frac{D_T}{\Sigma_{am}}$$

Уравнение диффузии и длина диффузии тепловых нейтронов

- Интенсивность источника тепловых нейтронов S можно определить из следующих соображений: на один тепловой нейтрон, поглощенный в активной зоне , образуется $k_{\infty}£_{f}$ тепловых нейтронов следующего поколения, где $£_{f}$ - вероятность избежать утечки быстрых нейтронов из активной зоны в процессе замедления.

- В единице объема активной зоны в единицу времени поглощается $\varphi_т \sum_{ат}$ тепловых нейтронов, где $\sum_{ат}$ – макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов в активной зоне. В результате в единице объема в единице времени вновь образуется
- $S = \varphi_т \sum_{ат} k_{\infty} £_f$ тепловых нейтронов следующего поколения.

Подставим это выражение в уравнение диффузии

$$D_T \nabla^2 \varphi_T - \Sigma_{am} \varphi_T + \varphi_T \Sigma_{am} k_\infty L_f = 0$$

$$\nabla^2 \varphi_T - \frac{\Sigma_{am}}{D}\left(k_\infty L_f - 1\right)\varphi_T = 0$$

- В этих формулах все параметры, зависящие от свойств материала активной зоны, группируются в один параметр, который называется материальным параметром:

$$Bm^2 = \frac{\Sigma_{am}}{D}\left(k_\infty L_f - 1\right)$$

Геометрический параметр
(без отражателя)

- Распределение плотности потока тепловых нейтронов по активной зоне в критическом состоянии подчиняется уравнению

$$\nabla^2 \varphi_T - \frac{\Sigma_{am}}{D}\left(k_\infty L_f - 1\right)\varphi_T = 0$$

- Запишем это уравнение с учетом материального параметра

$$\nabla^2\varphi_m + Bm^2\varphi_m = 0$$

- Дополним это уравнение граничными условиями:
- равенство нулю плотности потока тепловых нейтронов на экстраполированной границе активной зоны;
- Условие конечности и положительной определенности плотности потока нейтронов в объеме активной зоны ($0 <= \varphi < \infty$)

- С учетом этих условий из решения уравнения можно получить распределение $\varphi_т$ для различных геометрических зон активной зоны.
- Причем решение этого уравнения существует только при определенном значении $Bm^2 = Bg^2$, зависящем от размеров и геометрической формы активно зоны.

- Величину Bg^2 называют геометрическим параметром активной зоны. В общем случае не критического реактора Bg^2 может не совпадать с Bm^2 .
- Для цилиндрической активной зоны с радиусом R и высотой H получаем:

$$\varphi_m\left(r,z\right)=\varphi_{m_{мах}}\cdot J_o\cdot\left(Bg_r\cdot r\right)cos\left(Bg_z\cdot z\right)$$

- r и z цилиндрические координаты

$$Bg_r = \frac{2,405}{R_э} \qquad Bg_z = \frac{\pi}{H_э}$$

- Причем $R_э = (R+\delta)$ и $H_э = (H+2\,\delta)$ – экстраполированные радиус и высота соответственно
- $\delta \approx 0,71\ \lambda_{tr}$ – длина линейной экстраполяции

- J_o – функция Бесселя нулевого порядка, задаваемая в табличном виде.
- В приближенном виде

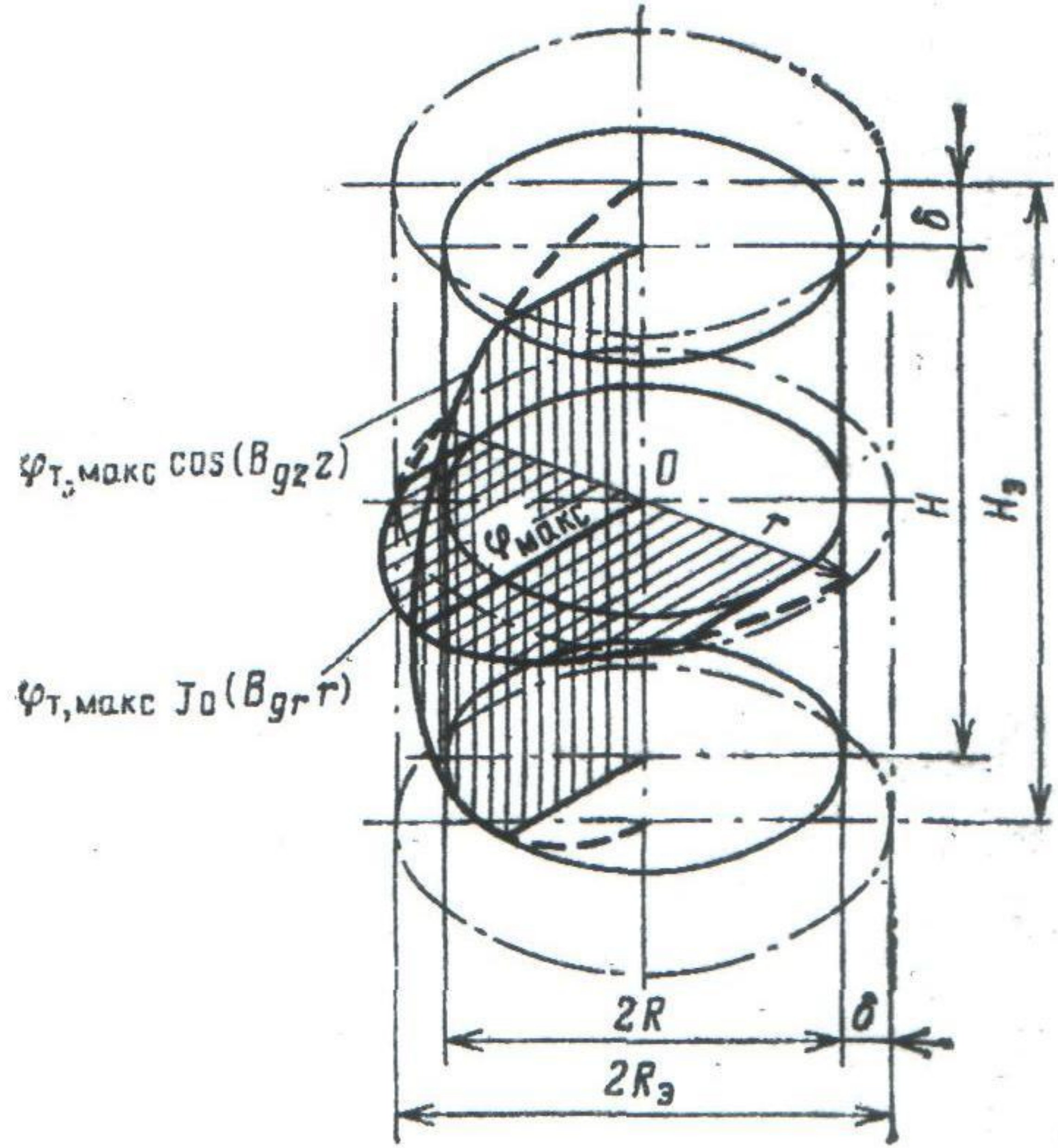
$$J_o\left(2,405 \big/ R_э\right) \approx cos\left(\pi r \big/ 2R_э\right)$$

- Геометрический параметр для цилиндрической активной зоны, характеризует утечку нейтронов через цилиндрическую поверхность и торцы активной зоны.

$$Bg^2 = Bg_r^{\,2} + Bg_z^{\,2}$$

$$Bg^2 = \left({2,405}/{R_э} \right)^2 + \left({\pi}/{H_э} \right)^2$$

- На рисунке показана зависимость $\varphi_T(r, z)$ рассчитанная в цилиндрической активной зоне



- Если активная зона имеет форму прямоугольного параллелепипеда шириной W, длиной L и высотой H, то распределение плотности потока нейтронов по пространственным координатам имеет вид

$$\varphi_m\left(x, y, z\right) = \varphi_{m_{max}} \cos(Bg_x x)\cos(Bg_y y)\cos(Bg_z z)$$

- где $Bg_x = \pi/W_э$; $Bg_y = \pi/L_э$; $Bg_z = \pi/H_э$; $W_э = W + 2\delta$; $L_э = L + 2\delta$; $H_э = H + 2\delta$.
- Геометрический параметр, учитывающий утечку нейтронов через боковую поверхность и торцы активной зоны, имеет вид:

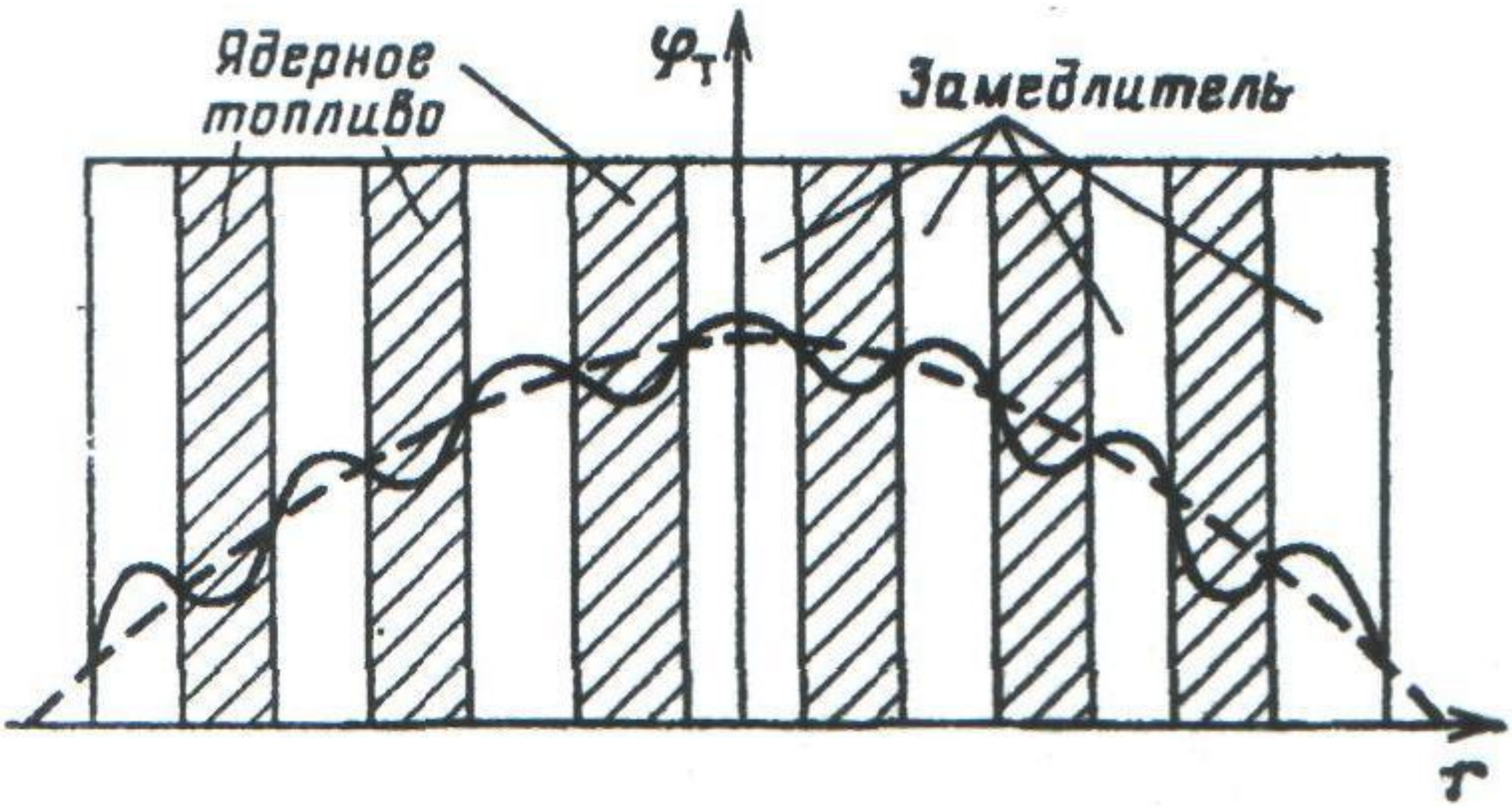
$$Bg^2 = Bg_x{}^2 + Bg_y{}^2 + Bg_z{}^2$$

$$Bg^2 = \left(\pi / W_э \right)^2 + \left(\pi / L_э \right)^2 + \left(\pi / H_э \right)^2$$

- Из формул видно, что геометрический параметр Bg^2 однозначно связан с геометрической формой и размерами активной зоны, причем с увеличением размеров параметр падает.
- Из распределения плотности потока тепловых нейтронов по активным зонам различной геометрической формы видно, что плотность потока нейтронов имеет максимум в центре активной зоны, уменьшаясь к границам ее.

- Это объясняется тем, что активная зона реактора без отражателя окружена средой, в которой нет источников тепловых нейтронов, поэтому плотность тепловых нейтронов в ней меньше, чем в самой активной зоне.
- Отсюда согласно закону Фика, существует поток нейтронов из активной зоны, т. е. утечка нейтронов из нее, поэтому плотность потока нейтронов будет меньше на периферии, чем в центре активной зоны.

Плотность потока тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе



Критические параметры реактора без отражателя

- В критическом состоянии активной зоны распределение плотности потока тепловых нейтронов подчиняется стационарному уравнению диффузии, в котором в качестве параметра B^2 фигурирует материальный параметр Bm^2. Вместе с тем решение существует, если B^2 равно геометрическому параметру Bg^2. Отсюда условие критического состояния активной зоны (критическое уравнение реактора) имеет вид: $Bm^2 = Bg^2$

- Данное уравнение связывает нейтронно-физические характеристики активной зоны, определяемые материальным параметром Bm^2, с критическими размерами и формой ее, определяемыми геометрическим параметром Bg^2. Иными словами, для того чтобы при данном составе и геометрической форме активной зоны она находилась в критическом состоянии, размеры ее должны удовлетворять условию $Bm^2 = Bg^2$

- Если размеры активной зоны меньше критических, то $Bg^2 > Bm^2$, утечка нейтронов велика и реактор находится в подкритическом состоянии. Если размеры активной зоны больше критических, то $Bg^2 < Bm^2$ утечка нейтронов мала, реактор находится в надкритическом состоянии. Подставим формулу для Bm^2 в $Bm^2 = Bg^2$ и учтем, что $\sum_{ат}/D=1/L^2$,где L - длина диффузии тепловых нейтронов, тогда формулу можно записать в виде

- $k_\infty £_f/(1+Bg^2L^2)=1$
- Вероятность избежать утечки тепловых нейтронов из активной зоны
  - $£_t=1/(1+Bg^2L^2)$
- Вероятность избежать утечки быстрых нейтронов из активной зоны в процессе их замедления определяется для активной зоны без отражателя
  - $£_f=\exp(-Bg^2т)$,
- где т – возраст тепловых нейтронов.

- С учетом двух последних выражений эффективный коэффициент размножения в реакторе на тепловых нейтронах запишется в виде

  - $k_{эф} = k_{\infty} (1+Bg^2L^2)^{-1}\exp(-Bg^2т)$

- Данное уравнение является основным уравнением реактора, показывающим зависимость эффективного коэффициента размножения нейтронов от состава, геометрической формы и размеров активной; зоны независимо от того, является она гомогенной или гетерогенной .

- Особенности гетерогенных активных зон учитываются при расчете параметров ε, ψ и θ для определения k_∞. При определении τ для приближенно считают, что замедление нейтронов   происходит; только на ядрах замедлителя, а влияние других составляющих активной зоны отражается в изменении концентрации ядер замедлителя из-за вытеснения части замедлителя твэлами и другими, конструкционными элементами активной зоны.

- В энергетических ядерных реакторах размеры активных зон велики, соответственно относительная утечка нейтронов из зоны мала, т.е. k_∞-1<1, тогда вероятность избежать утечки быстрых нейтронов из активной зоны $£_f$ близка к единице, следовательно, в
- $£_f=exp(-Bg^2т)$
- значение $Bg^2т$ << 1 и выражение для $£_f$ можно представить в виде

- $£_f = \exp(-Bg^2т) \approx (1+Bg^2т)^{-1}$

- Подставим полученное выражение в формулу $k_{эф}$ и пренебрегая малым слагаемым $Bg^4L^2т$ получим:

- $K_{эф} = k_\infty / (1+Bg^2L^2)(1+ Bg^2т) \approx$
- $\approx k_\infty / (1+Bg^2M^2)$,
- где $M^2 = т + L^2$ - квадрат длины миграции. В критическом состоянии $k_{эф}=1$ и $Bg^2=Bm^2$, тогда можно получить

- $Bg^2 = Bm^2 \approx (k_\infty - 1)/M^2$

- Из формулы видно, что материальный параметр однозначно выражается через характеристики размножающей среды k_∞ , т и L^2. Коэффициент размножения в бесконечной среде обычно не превосходит 1,5 .