

Междисциплинарный проект

(Нейтронно-физические расчеты ядерных реакторов)

Основные определения и расчетные соотношения

- 1. *Концентрация ядер вещества*
с массовым числом A и плотностью γ (г/см³)

$$N_{\text{я}} = \frac{N_A}{A} \text{ядер / г} = \gamma \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{A} \text{ядер / см}^3.$$

- где $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ ядер/(г·атом)-число Авогадро

- **2. Макроскопическое сечение взаимодействия** - мера вероятности взаимодействия частиц с ядрами вещества в 1 см^3 на единице пути пробега
- $\Sigma = \sigma N, \quad \text{см}^{-1} .$
- Здесь σ - микроскопическое эффективное сечение взаимодействия, см^2
- $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$ - сечение поглощения (σ_f - сечение деления, σ_c - сечение радиационного захвата); σ_s - сечение рассеяния,
 N - концентрация ядер, $\text{ядер/см}^3, \text{ см}^{-3} .$
- Единицей измерения микроскопического сечения является *барн* ,
 $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2 .$

- 3. *Длина свободного пробега нейтронов*, равная среднему расстоянию, которое проходит нейтрон между двумя актами взаимодействия – обратно пропорциональна макроскопическому сечению взаимодействия

- $\lambda = \Sigma^{-1}$, см

- а) *длина рассеяния* - среднее расстояние, которое проходит нейтрон между двумя актами взаимодействия

$$\lambda_s = \Sigma_s^{-1} , \text{см}$$

- б) *длина переноса* (транспортная линия рассеяния) – длина рассеяния с учетом анизотропии рассеяния

$$\lambda_{tr} = \Sigma_{tr}^{-1} = \lambda_s / (1 - \cos\theta) , \quad \text{см}$$

- Где $\cos\theta$ - средний косинус угла рассеяния
- (для ядер с массовым числом $A > 2$ $\cos\theta = 3 / 2A$)

- в) *длина поглощения* – средний полный путь, который проходит нейтрон от точки рождения до точки поглощения

$$\lambda_a = \Sigma_a^{-1}, \text{ см}$$

- 4. **Возраст нейтрона** (см^2)-мера среднего расстояния по прямой ($r_{\text{зам}}$), на которое перемещается нейтрон от точки рождения с энергией E_0 до точки, где он замедлится до энергии E .

- Для среды с точечным источником

$$\tau = \frac{1}{6} \overline{r_{\text{зам}}^2} = \ln \frac{E_0}{E} / 3\xi\Sigma_S^2 (1 - \overline{\cos\Theta}), \text{ см}^2$$

- **5. Длина диффузии нейтрона (см)** – мера среднего расстояния по прямой, которое проходит нейтрон от точки, где он стал тепловым до точки поглощения.
- Для среды с точечным источником:

$$L^2 = (1/6) \overline{r_{\text{диф}}^2} = 1/3 \Sigma_a \Sigma_S \cdot (1 - \overline{\cos\Theta}) \text{ см}^2$$

- **6. Длина миграции нейтрона (см²)** – мера среднего расстояния по прямой, которое проходит нейтрон от точки рождения до точки поглощения:

$$M^2 = \tau + L^2, \text{ см}^2$$

- **7. Средний логарифмический декремент энергии нейтрона** при столкновении его с ядром характеризует потерю энергии нейтроном, имевшим до столкновения энергию E_1 , а после столкновения E_2 :

$$\xi = \overline{\ln(E_1/E_2)} \approx \frac{2}{A + 2/3}$$

- где A - массовое число ядра.

- 8. *Среднее число столкновений*, необходимое для замедления нейтрона деления с энергией E_0 до энергии $E < E_0$ в замедлителе с логарифмическим декрементом ξ равно:

$$z = \xi^{-1} \ln(E_0 / E)$$

- Для замедления со средней энергией деления $E_0 = 2\text{Мэв}$ до тепловой энергии $E = 0.025\text{эв}$ количество столкновения равно

$$z = 18.2 / \xi$$

- 9. *Коэффициент замедления нейрона* характеризует способность вещества замедлять нейтроны и сохранять их (не поглощать):

$$K_{\text{зам}} = \xi \Sigma_S / \Sigma_a = \xi \lambda_a / \lambda_S$$

- Где $\xi \Sigma_S$ - *замедляющая способность* замедлителя, см-1 .

- 10. *Время замедления нейтрона* $\tau_{зам}$ от энергии деления E_0 (скорость V_0) до тепловой энергии E_T (скорость v_T) и *время диффузии* $t_{диф}$ теплового нейтрона до поглощения соответственно равны

$$t_{зам} = (2/\xi\Sigma_S)(1/v_T - 1/v_0) \approx 2/\xi\Sigma_S v_T, \text{ сек.}$$

$$t_{диф} = \lambda_a/v = 1/v\Sigma_a, \text{ сек.}$$

• 11. Основные характеристики нейтронного поля.

- **Плотность нейтронов n** (нейтр см³) – отношение числа нейтронов dn в элементарной сфере объемом dV (см³) к этому объёму:
- $n = dn / dV$, нейтр/см³, н/см³, см⁻³.
- **Поток нейтронов Φ (н/сек)** - отношение числа нейтронов dn , падающих на данную поверхность за интервал времени dt (сек), к этому интервалу:
- $\Phi = dn / dt$, нейтр/сек.
- **Плотность потока нейтронов (н/(см² × с) (см⁻² × с⁻¹))** - отношение потока нейтронов $d\Phi$, проникающих в объем элементарной сферы к площади поперечного сечения этой сферы dS (см²):

$$\varphi = d\Phi / dS, \text{ нейтр}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$$

- Физически Φ можно представить как полный путь, который проходят все нейтроны в единице объема со скоростью v (см/сек) за единицу времени

$$\Phi = nv, \text{ нейтр}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$$

- **Флюенс нейтронов** F (нейтр / см^2) - отношение числа нейтронов $dn(\text{нейтр})$, проникающих в объем элементарной сферы к площади поперечного сечения этой сферы dS (см^2):

- $$F = dn/dS, \text{ нейтр} / \text{см}^2 .$$

- **Ток нейтронов Q (нейтр/сек)** - вектор, количественно равный разности числа нейтронов, пересекающих единичную площадку в противоположных направлениях за единицу времени.
- **Плотность тока нейтронов H (нейтр / (см² × сек))** – вектор, количественно равный разности противоположно направленных плотностей потоков нейтронов.
- **Количество ядерных реакций в единице объема за единицу времени равно**
- $$R = \varphi \Sigma = n \sigma v N_{\beta} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$$

ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

- Рассмотрим от чего зависит и как вычисляется скорость нейтронно-ядерного взаимодействия того или иного типа.
- **Скорость** взаимодействия (реакций) - это число элементарных актов взаимодействия в 1 см^3 в 1 секунду.
- Ясно, что чем больше нейтронов в элементе объема среды, тем больше должно быть этих актов.
- Существует понятие *плотности нейтронов* в среде, в частности, стационарной плотности нейтронов. Она обозначается как \mathcal{N} ($1/\text{см}^3$) и численно равна количеству нейтронов в 1 см^3 .

- Но если бы нейтроны были неподвижны, они не сталкивались бы с ядрами среды.
- Можно ли говорить о стационарной плотности нейтронов, которые всегда куда-то летят?
- В математической модели распределения, которое считается стационарным, взамен изменивших за время dt свое состояние нейтронов - **исчезнувших, рассеянных, или покинувших** элементарный объем - в тот же элемент объема поступает в *среднем точно такое же* количество *точно таких же* нейтронов за счет каких-то в среднем постоянно действующих нейтронно-ядерных процессов или независимого источника.

- Этот баланс описывается с той или иной степенью строгости **уравнением переноса нейтронов**.
- Сформулируем отдельные составляющие баланса в предположении, что все нейтроны имеют одну и ту же (по модулю) скорость. Кстати, полезно знать, что скорость тепловых нейтронов с энергией $E = 0.0252$ эВ равна ~ 2200 м/с.
- Таким образом, нейтрон, пролетающий без столкновений через кубический сантиметр среды, будет находиться в нем в течение времени пролета ($\sim 1 / (0.2 \cdot 10^6) = 5 \cdot 10^{-6}$ секунд).
- Если мы говорим о скорости какого-либо процесса в 1 см^3 , то средние показатели процесса определяются не столько поведением одновременно существующих в этом объеме частиц, сколько большим количеством повторений одинаковых по типу элементарных актов.

- Предположим теперь, что ядра какого-нибудь нуклида в гомогенной среде имеют вид маленьких шариков с поперечным сечением σ (см²), и количество их в 1 см³ среды равно N .
- Тогда скорость столкновений нейтронов с этими ядрами найдем по формуле
- $$R = \Phi \sigma N = n v \sigma N \quad (1/\text{см}^3\text{с} = \text{см}^{-3}\text{с}^{-1}).$$
- Здесь N (ядер/см³) – концентрация ядер, или *ядерная плотность* нуклида в данной среде. В формулы эта величина подставляется с размерностью (1/см³).
Она всегда будет иметь индекс, означающий тип нуклида.

- Индексом сечений сверху обозначается обычно тип нуклида (элемента или его изотопа), а индексом снизу - тип реакции.
- В теории сечение захвата нейтронов называется «**сечением поглощения**» и обозначается как σ_a (absorption - поглощение),
- Другим сечением является - «**сечением захвата**» и обозначается как σ_c (capture - захват).
- В формальном смысле различия между этими сечениями нет - в акте взаимодействия с ядром нейтрон исчезает, причем заранее неизвестно, будет ли ядро делиться или нет.
- Деление ядра - это уже другой процесс, с испусканием других нейтронов с совершенно другой энергией. Если ядро в принципе не делится, то и с физической точки зрения $\sigma_a = \sigma_c$

- Способное делиться ядро не обязательно делится всякий раз при захвате нейтрона. Это значит, что, например,

- $$\sigma_a^5 = \sigma_f^5 + \sigma_c^5 ; \quad \sigma_a^9 = \sigma_f^9 + \sigma_c^9 ,$$

- где σ_f^5 и σ_f^9 - сечения захвата с делением ядер ^{235}U и, соответственно, ^{239}Pu , а σ_c^5 и σ_c^9 - сечения *радиационного захвата* нейтронов теми же изотопами (с испусканием только γ -лучей).

- Примеры :

- σ_a^8 - сечение поглощения нейтронов ^{238}U ;

- σ_c^C - сечение упругого рассеяния нейтронов графитом (scattering - рассеяние);

- $\sigma_c^{\text{H}_2\text{O}} = 2\sigma_c^{\text{H}} + \sigma_c^{\text{O}}$ - сечение захвата нейтрона молекулой воды.

- При захвате нейтрона тяжелым ядром возможен и такой результат: нейтрон с микроскопически малой задержкой как бы снова отпускается на свободу, но часть его первоначальной энергии остается в ядре-мишени.
- Такой процесс называется **неупругим рассеянием** нейтронов на тяжелых ядрах. На легких по массе ядрах он практически невозможен, а на тяжелых ядрах возможен только при достаточно высокой энергии нейтронов. Сечение неупругого рассеяния обозначают обычно как σ_{in} (inelastic scattering).
- Поскольку ядра очень малы, в качестве единицы измерения ядерных сечений принято считать площадь в 10^{-24} см². Она называется **барном**. Таким образом, 1 барн = 10^{-24} см².

- Произведение ядерной плотности нуклида в среде и его ядерного сечения будет **макроскопическим сечением** нуклида при данной плотности.
- Макроскопические сечения, которые обозначаются буквой Σ , по размерности не являются буквально сечениями - их размерность см^{-1} .
- В среде, состоящей из многих материалов (элементов, нуклидов), их макроскопические сечения **суммируются**. Сумма будет макроскопическим сечением среды (тоже в см^{-1}) по отношению процессу, который указывается нижним индексом микроскопических сечений. Обозначим для простоты все нуклиды в среде своими индексами $i = 1, 2, 3, \dots$ и запишем сказанное в виде формул:

$$\Sigma_a = \sum_i N^i \cdot \sigma_c^i$$

$$\Sigma_f = \sum_i N^i \cdot \sigma_f^i$$

- Скорость соответствующего процесса, т.е. количество актов, происходящих в гомогенной среде в течение 1 с в 1 см³, вычисляется при этом как произведение макроскопического сечения и плотности потока нейтронов. Например, скорость захвата нейтронов в смеси ядер урана и ²³⁹Pu вычисляется так:

- $R_a = C_a = \Sigma_a \cdot \Phi = (\Sigma_a^5 + \Sigma_a^8 + \Sigma_a^9) \cdot \Phi$

-

- При этом скорость деления ядер тепловыми нейтронами будет равна

$$C_f = (\Sigma_f^5 + \Sigma_f^9) \cdot \Phi$$

- В таблицах ядерных данных вместе с сечением σ_f указывается средний выход вторичных нейтронов в одном акте деления - число ν_f .
- Эта характеристика делящегося нуклида существенно зависит (так же, как и сечение σ_f) от энергии нейтронов, вызвавших деление.
- В частности, при делении ядер тепловыми нейтронами
 - $\nu_f^5 = 2.425$;
 - $\nu_f^9 = 2.9$,
- а при захвате быстрых нейтронов
 - $\nu_f^5 = 2.8$;
 - $\nu_f^9 = 3.2$,
- причем делится и ^{238}U ($\nu_f^8 = 2.9$).

Общий принцип работы ядерного реактора

- В ядерном реакторе в общем важны всего три типа процессов, определяющих баланс нейтронов, а именно,
- возникновение (рождение), убыль вследствие захвата и убыль вследствие утечки нейтронов, нужных для осуществления реакции деления тяжелых ядер.
- Обозначим русской буквой R скорость рождения нейтронов, т.е. количество новых нейтронов, рождающихся в каждую секунду. Нейтроны рождаются в реакторе при делении тяжелых ядер. Будем считать, что другого (внешнего) источника нейтронов нет.

- Второй тип процессов - поглощение нейтронов.
- Обозначим буквой Σ скорость поглощения, т.е. количество нейтронов, которые поглощаются в каждую секунду ядрами всех нуклидов, присутствующих в реакторе, в том числе и ядрами делящихся нуклидов.
- Будем считать, что взамен одного нейтрона, поглощенного делящимся ядром, рождаются вместе с «осколками» ядра ν (греческая буква «ню») новых нейтронов, которые появляются в реакторной среде как свободные нейтроны.

- И наконец, последний тип процессов - это утечка нейтронов.
- Скорость утечки, которую мы обозначим буквой Y , определяется как количество тех нейтронов, которые безвозвратно вылетают в каждую секунду за пределы реактора.
- Понятно, что те нейтроны, которые находятся ближе к центру активной зоны, имеют меньшую вероятность вылететь из реактора - они, скорее всего, будут поглощены.
- А вот те, которые находятся вблизи внешней границы реактора, имеют большую вероятность вылететь. Будем рассматривать количество всех вылетающих из реактора в 1 с нейтронах.
- Соотношением скоростей трех процессов определяется зависимость от времени количества одновременно существующих в реакторе нейтронов и, соответственно, скорости выделения энергии (мощности) в реакции деления.

- Введем фундаментальный параметр, который получил обозначение $K_{эф}$: Он называется *эффективным коэффициентом размножения нейтронов*.
- Численно $K_{эф}$ связан с тремя типами процессов очень просто:

$$K_{ef} = \frac{P}{\Pi + Y}$$

- $K_{эф}$ представляет собой отношение количества рождающихся в реакторе в 1 с нейтронов к количеству нейтронов, исчезающих в 1 с любым способом, т.е. вследствие поглощения или утечки.
- Нейтроны как элементарные частицы практически стабильны и исчезать сами по себе (радиоактивно распадаться) не могут (период полураспада нейтрона составляет около 20 минут при среднем времени жизни нейтронов в реакторе не более 0.001 с).

$$K_{эф} = P/(П+У)$$

- В зависимости от значения $K_{эф}$ различают три состояния реактора.
- Если $K_{эф} > 1$, то реактор называется *надкритическим*. В таком реакторе происходит нарастание количества нейтронов (и мощности энерговыделения). Говорят, что надкритический реактор **разгоняется**.
- Если $K_{эф} < 1$, то реактор называется *подкритическим*. Это состояние реактора, когда введенных каким-либо способом в реактор первичных нейтронов становится с течением времени все меньше и меньше. Говорят, что в подкритическом реакторе цепная реакция затухает.
- Стабильное (стационарное) состояние реактора наступает, когда строго $K_{эф} = 1$.
- Тогда в цепной реакции скорость рождения нейтронов в точности равна скорости их исчезновения и мощность постоянна. В таком состоянии реактор называется *критическим*.

- Есть еще другая величина, которая называется *реактивностью* и обозначается греческой буквой ρ («ро»).
- $$\rho = (K_{эф}-1) / K_{эф}$$
- Слово «реактивность» более удачно, нежели термин «эффективный коэффициент размножения».
- Оно как бы непосредственно отражает отзывчивость реактора на изменение баланса нейтронов.
- Если $\rho > 0$, то реактор надкритический;
- если $\rho = 0$ - реактор критический,
- и если $\rho < 0$, т.е. реактивность отрицательна, он будет подкритическим.
- Во многих случаях удобнее характеризовать состояние реактора с помощью понятия реактивности. Реактивность является и фундаментальным количественным критерием отклонения реактора от состояния критичности - чем больше реактивность по модулю, положительная или отрицательная, тем больше скорость, соответственно, роста или снижения мощности.

$$K_{\text{эф}} = P/(П+У)$$

- **От чего зависит утечка нейтронов?**
- Прежде всего, от размеров реактора.
- Если реактор очень маленьких размеров, то вероятность вылета из него нейтронов велика.
- А если представить, что размеры реактора неограниченно возрастают, то в пределе, когда он гипотетически заполнит все пространство, нейтронам улетать будет некуда - утечка нейтронов будет равна нулю.
- Значение $K_{\text{эф}}$ тогда становится равным просто $P/П$.
- Эту величину обозначают как k_{∞} («ка бесконечное»). Теоретически ею определяется принципиальная возможность создания реактора из материала, предназначенного для устройства активной зоны.
- Если $k_{\infty} < 1$, то реактор сделать нельзя.

- Естественно, при $k_{\infty} \neq 0$ в составе такой реакторной среды будут делющиеся нуклиды, но это будет всего лишь подкритическая сборка.
- При $k_{\infty} = 1$ реактор может быть критическим только при отсутствии утечки нейтронов, т.е. **при бесконечных размерах.**
- Поэтому можно утверждать, что в настоящем действующем реакторе обязательно
- $k_{\infty} > 1,$ а $K_{\text{эф}} < k_{\infty}.$

- Для определенности возьмем элементарный сферический (голый) реактор радиусом R_0 - самое простое однородное по составу геометрическое тело. Пусть в этом реакторе

- $P(R_0) = P_0; \quad \Pi(R_0) = \Pi_0; \quad Y(R_0) = Y_0$

- Будем изменять радиус реактора и наблюдать, как меняется каждая из скоростей - рождения, поглощения и утечки. Рассмотрим сначала зависимость от радиуса скорости рождения $P(R)$. Известно, что если шар радиусом R увеличивается, то объем шара (равный $4\pi R^3/3$) увеличивается как радиус в кубе. Значит при прочих равных условиях (если в единице объема реакторной среды рождается в среднем одно и то же количество нейтронов) увеличение радиуса реактора в 2 раза влечет увеличение скорости рождения нейтронов во всем объеме в 8 раз.

- $P(R) = P_0 (R/R_0)^3$

- То же самое верно и по отношению к скорости поглощения нейтронов:

- $\Pi(R) = \Pi_0 (R/R_0)^3$

- Но применить этот же закон к скорости утечки нейтронов уже нельзя, потому что утечка нейтронов происходит через поверхность реактора. Поверхность шара меняется как квадрат радиуса (площадь поверхности равна $4\pi R^2$), значит будем иметь

- $$Y(R) = Y_0 (R/R_0)^2$$

- Теперь подставим написанные нами выражения в формулу для Кэф при $R \neq R_0$.

- Получим выражение такого вида:

- $$K_{eff}\left(\frac{R}{R_0}\right) = \frac{P_0}{\Pi_0 + Y_0 \frac{R}{R_0}}$$
-

- где P_0 - скорость рождения в исходном реакторе, Π_0 - скорость поглощения в исходном реакторе, Y_0 - скорость утечки в исходном реакторе.

- Формула дает наглядную качественную зависимость эффективного коэффициента размножения нейтронов от размера реактора.

$$K_{eff}\left(\frac{R}{R_0}\right) = \frac{P_0}{\Pi_0 + Y_0 \frac{R}{R_0}}$$

- Допустим, что $R \rightarrow 0$, т.е. реактор стягивается в точку. Понятно, что чем меньше радиус реактора, тем относительная утечка будет больше. Если реактор в пределе будет ничтожно мал, то ни один рожденный нейтрон внутри не останется. Формально будем иметь $R \rightarrow 0$, $R_0/R \rightarrow \infty$ и $K_{эф} \rightarrow 0$.
- В другом случае, когда $R \rightarrow \infty$, отношение поверхности к объему становится все меньше и меньше. И наконец, когда реакторная среда в пределе заполнит все пространство, утечки просто не будет. Формально в этом случае $R_0/R = 0$ и коэффициент $K_{эф}$ становится равным **коэффициенту размножения в бесконечной среде**,
- т.е. при $R \rightarrow \infty$, $K_{эф} = K_{\infty}$.

- Этот параметр (K_∞) можно еще назвать **размножающими свойствами материальной среды**, из которой мы собираемся построить ЯР.
- Заметим, что в бесконечной среде скорости процессов рождения и поглощения нейтронов во всем объеме среды формально не имеют смысла, но можно говорить об их отношении в единичном объеме или в любой ограниченной области конечных размеров.

- **ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ РЕАКТОРА НА Кэф**

- Введем понятие критического радиуса реактора и выведем для него формулу из соотношения. **Критический радиус** - это такой радиус реактора, при котором эффективный коэффициент размножения нейтронов становится равным единице. Подставив в выражение $K_{эф}=1$, получим уравнение

$$R_{кр} = \frac{Y_0}{P_0 - \Pi_0} R_0$$

- Формула позволяет непосредственно видеть, как критический радиус связан со скоростью рождения, скоростью утечки и скоростью поглощения нейтронов.
- Из формулы видно, что если отношение скорости утечки нейтронов Y_0 к скорости их воспроизводства $P_0 - \Pi_0$ в нашем исходном реакторе больше единицы, то $R_{кр} > R_0$, т.е. для достижения критичности радиус реактора нужно увеличить.
- Наоборот, радиус R_0 нужно (или можно) уменьшить, если это отношение меньше единицы.

- Возвращаясь к понятию коэффициента размножения нейтронов (эффективного коэффициента размножения нейтронов) в рассматриваемой реакторной среде посмотрим в каких пределах меняется (K_{inf}) в реальных реакторах. Избыточные значения этого параметра $\delta K_{\text{эф}} = K_{\text{эф}} - 1$ реально изменяется в пределах от 0 до 0.01.
- По многим причинам работать с такими величинами неудобно.
- На практике вместо этого используется понятие реактивности:

$$\rho = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}}$$

-

- **Реактивность** – это величина, характеризующая поведение цепной реакции, это степень отклонения **реактора** от его критического состояния.
- При **реактивности** равной нулю реакция идёт с постоянной скоростью (критическое состояние), при **реактивности** большей нуля реакция ускоряется (надкритическое состояние), а при **реактивности** меньшей нуля – замедляется (подкритическое состояние).
- Если умножить это значение на 100, то можно получить значение реактивности в процентах.

- Ну и важным значением реактивности реактора является **запас реактивности реактора** — это расчётная (экспериментальная) реактивность реактора при полностью выведенных регулирующих стержнях.
- Начальный запас реактивности компенсируется вставленными стержнями, которые по мере отравления активной зоны осколками деления постепенно выводятся из активной зоны.
- Для обеспечения длительной непрерывной работы реактора без смены горючего необходимо, чтобы он имел начальный запас реактивности.
- При выводе из активной зоны реактора стержней управления и защиты реакция начинает развиваться, высвобождается некая положительная реактивность, мощность реактора начинает увеличиваться по экспоненциальному закону.
- Если из реактора вывести сразу все стержни, то высвободившаяся при этом величина положительной реактивности называется общим (начальным) запасом реактивности.

Как сделать реактор работоспособным ?

- Рассмотрим воображаемую ситуацию: пусть нужно сделать реактор из какой-то размножающей среды с конкретным составом.
- Пока нет размеров будущего реактора, можно расчетным путем определить скорости P_0 и Π_0 в единице объема этой среды, скажем, при какой-то условно принятой плотности нейтронов.
- Абсолютный уровень плотности нейтронов в этом расчете не играет роли.
- Не исключено, что можем получить $(P_0 - \Pi_0) = 0$ или даже $(P_0 - \Pi_0) < 0$.
- Это значит, что в первом случае $K_\infty = 1$, а во втором - $K_\infty < 1$. Тогда, соответственно, или $R_{кр} = \infty$, или критический радиус вообще не существует, т.е. из такой среды реактор сделать нельзя.

$$R_{кр} = \frac{Y_0}{P_0 - \Pi_0} R_0$$

- Но что можно сделать, чтобы реактор был работоспособным?
- Снова можем говорить о воздействии на три процесса - скорость рождения, скорость поглощения, скорость утечки. Утечка снижается при увеличении радиуса, но если $K_{\infty} \leq 1$, то состояние критичности не будет достигнуто даже в пределе, при неограниченно большом R .
- Значит остается другой путь - воздействовать на скорость рождения нейтронов или на скорость их безвозвратного, будем говорить, вредного поглощения.
- Как можно уменьшить скорость вредного поглощения нейтронов?
- Ясно, что для изготовления реактора нужно использовать конструкционные материалы, которые слабо поглощают нейтроны. Для оболочек тепловыделяющих элементов (ТВЭЛОВ) и каналов в канальных реакторах используются цирконий и его сплавы.

- Однако цирконий — дорогой материал, его сплавы были созданы специально для атомной промышленности.
- А почему не применить, скажем, сталь?
- Сталь тоже используется в качестве конструкционного материала в ряде энергетических реакторов, например, в реакторах атомных подводных лодок или в реакторах с жидким металлом в качестве теплоносителя.
- Ядерные свойства железа (основного компонента) и других компонентов нержавеющей стали таковы, что нейтроны захватываются сталью гораздо интенсивней, чем цирконием.
- В принципе, с этим можно мириться, но какой ценой?
- Если перейти на сталь, то придется увеличивать скорость рождения нейтронов - числитель в формуле. А как можно увеличить скорость рождения нейтронов? Путем повышения концентрации делящегося материала в среде или обогащения ядерного топлива.

- Таким образом, если требуется, чтобы реактор нужных нам размеров работал, и применить вместо циркония сталь, то необходимо использовать топливо более высокого обогащения. Но тогда топливо будет дороже. Поэтому вопрос об использовании циркония относится не столько к нейтронно-физическому, сколько к технико-экономическому обоснованию проекта реактора.
- Несмотря на то, что цирконий более дорогой материал, чем сталь, применение его в современных энергетических реакторах оказалось более выгодным, потому что тогда можно использовать топливо с низким обогащением.
- Однако для подводных лодок, где гораздо сложнее поддерживать нужные качества охлаждающей воды и топливная кампания значительно выше, выбран вариант реакторов со стальными оболочками. Сталь как конструкционный материал активной зоны применяется также в тех случаях, когда по проекту реактор охлаждается кипящей водой или даже перегретым паром. Скорость вредного поглощения нейтронов существенно зависит и от присутствия в активной зоне других материалов - в первую очередь, графита как замедлителя нейтронов и воды, которая одновременно является и хладагентом, и замедлителем.

- **Графит.** В обычном электродном графите содержится в виде примесей почти вся таблица Менделеева - там есть примеси бора и редкоземельных элементов, которые очень сильно поглощают нейтроны. Сам же графит слабо поглощает нейтроны, но потребовалось разработать специальную технологию, чтобы создать графит реакторной чистоты. Поэтому реакторный графит - довольно дорогой материал. Но он необходим для того, чтобы снизить вредное поглощение нейтронов.
- **Цирконий.** У циркония естественным геологическим спутником (при его добыче) является гафний. По сравнению с цирконием гафний очень сильно поглощает нейтроны, в десятки тысяч раз более сильно, чем цирконий. Поэтому была поставлена задача производства циркония очень высокой чистоты. Вначале цирконий стали выпускать с примесью гафния 0.05% (весовых) - это уже годилось для работы. Постепенно технология дошла до того, что содержание гафния снизилось до 0.01%. В настоящее время по содержанию гафния выпускается цирконий первого, второго и третьего сорта. Чем меньше гафния, тем при прочих равных условиях получается больше кампания, больше энерговыработка топлива, лучше экономические показатели.

- Поэтому всегда нужен анализ - выгодно ли удорожать конструкционные материалы, но за счет этого вырабатывать больше электроэнергии с одной и той же топливной загрузкой. Таким образом, чистота конструкционных материалов - тоже вопрос технико-экономической оптимизации.
- Кроме повышения чистоты материалов есть еще один способ воздействовать на скорость поглощения нейтронов. Существуют так называемые тяжеловодные реакторы.
- Это реакторы канального типа, похожи на наши реакторы РБМК, но только вместо графита в качестве замедлителя нейтронов в них используется тяжелая вода, а каналы размещены горизонтально. Тяжелая вода получается электролизом обычной воды - окись дейтерия D_2O содержится в воде в виде примеси, составляющей сотые доли процента.

- Ее отделение - весьма дорогой процесс, и поэтому тяжелая вода применяется в качестве замедлителя, прежде всего, в тех странах, где много гидростанций, т.е. там, где дешевая электроэнергия. Тяжелая вода по сравнению с графитом поглощает нейтроны примерно раз в пятьдесят менее интенсивно.
- Вследствие этого канадские реакторы могут использовать необогащенное топливо. Обычная (легкая) вода в реакторах типа ВВЭР тоже используется в качестве замедлителя, но по сравнению с графитом она поглощает нейтроны довольно интенсивно.
- Если канадские тяжеловодные реакторы CANDU могут работать на природном уране, то легководные реакторы требуют обогащенного урана (РБМК ~ 2 %, ВВЭР ~ 3-4 %). Канадцам не нужно было развивать промышленность по разделению изотопов урана. Если учесть к тому же, что в Канаде много залежей урановых руд, то условия для мирной ядерной энергетики были там весьма благоприятными.
-

- **Ядерные концентрации веществ. Гомогенизация реактора**

- В гомогенной среде ядерная плотность i -го нуклида непосредственно выражается через его весовую концентрацию γ (г/см³). Если M^i - атомный вес (количество нуклонов в ядре) и m - масса одного нуклона в граммах, то

- $\rho' = A \gamma' / M'$,

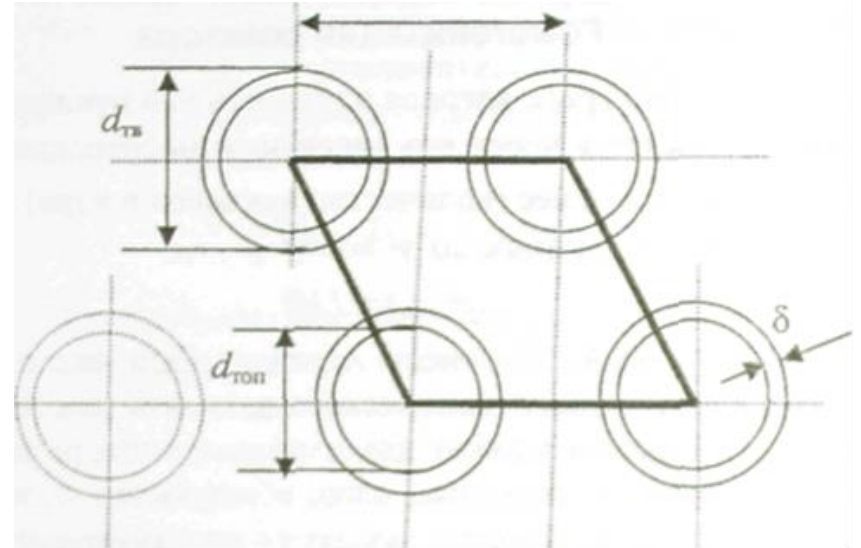
- где $A = 0.6023 \cdot 10^{24}$ - число Авогадро (или число молекул в грамм-молекуле люб

- ого химического элемента или химического соединения).

- В гетерогенном цилиндрическом реакторе тепловыделяющие сборки размещаются так, что в поперечном разрезе реактора они образуют регулярную решетку с одинаковыми по конфигурации и по площади ячейками. В разрезе одной ячейки элемент (или вещество) с индексом i занимает одну или несколько зон площадью S_k (см²).

- Ядерная (молекулярная) концентрация i -го нуклида (вещества) вычисляется отдельно в каждом объеме $V_{k=1} \cdot S$,
- (т.е. в 1 см высоты реактора).
- Обозначим ее N_k^i . Во всей активной зоне реактора (или в некоторой заданной части высоты зоны) средняя плотность ядер i -го нуклида (или молекул i -го вещества) считается равной средней плотности этого нуклида в ячейке:

$$N_{\text{гом}}^i = \sum_k N_k^i \cdot S_k / \sum_k S_k$$



- Сумма всех площадей S_k есть площадь ячейки.
- Площадь ячейки может быть больше суммы по тех площадей, где есть какой-либо материал.
- Тем самым при **формальной гомогенизации нуклидного состава** гетерогенной активной зоны автоматически учитывается наличие пустых каналов или труб с нулевой плотностью какого то ни было вещества.
- Один и тот же объем (площадь S_k) может содержать несколько разных веществ.
- При вычислении величин в расчет принимается реальная весовая плотность γ_k^i в к-ом объеме с учетом температуры, пористости, степени разбавления и других факторов, влияющих на плотность.

- Для примера возьмем объем, заполненный сталью. Пусть сталь имеет марку: 12Х20Н10Т.
- Это значит, что в ее составе:
- 0.0012 % углерода (12), 20 % хрома (Х20), 10 % никеля (Н10), 1 % титана (Т), а остальное (69 %) – железо. Плотность стали – 7.8 г/см³.

- Следовательно в данном объеме:

- $N^C = 0.6023 * 7.8 * 0.0012 / 12$
- $N^{Fe} = 0.6023 * 7.8 * 0.69 / 56$
- $N^{Cr} = 0.6023 * 7.8 * 0.20 / 52$
- $N^{Ni} = 0.6023 * 7.8 * 0.10 / 59$
- $N^{Ti} = 0.6023 * 7.8 * 0.01 / 48$

- При вычислении произведений $N_k^i \sigma^i = \Sigma_k^i$ числа перед множителем 10^{24} непосредственно умножаются на табличные значения сечений σ^i в барнах.
- Гомогенизация *макроскопического сечения* гетерогенной среды по отношению к реакции конкретного типа в простейшем расчете сводится к использованию равенств

$$(\Sigma_*)_{gom} = \sum_i (\Sigma_*^i)_{gom} \quad (\Sigma_*^i)_{gom} = \sum_k \Sigma_{*k}^i \cdot \frac{S_k}{\sum_k S_k}$$

- При более строгом вычислении эффективных нейтронно-физических характеристик **гомогенизированной** среды учитывается не только расположение различных веществ в разных областях ячейки, но и относительно разный уровень плотности потока нейтронов в разных областях. Это является еще одним существенным отличием гетерогенного реактора от истинно гомогенного.

$$(\Sigma_*^i)_{gom} = \frac{\sum_k \Sigma_{*k}^i \cdot S_k \cdot \Phi_k}{\sum_k S_k \cdot \Phi_k}$$

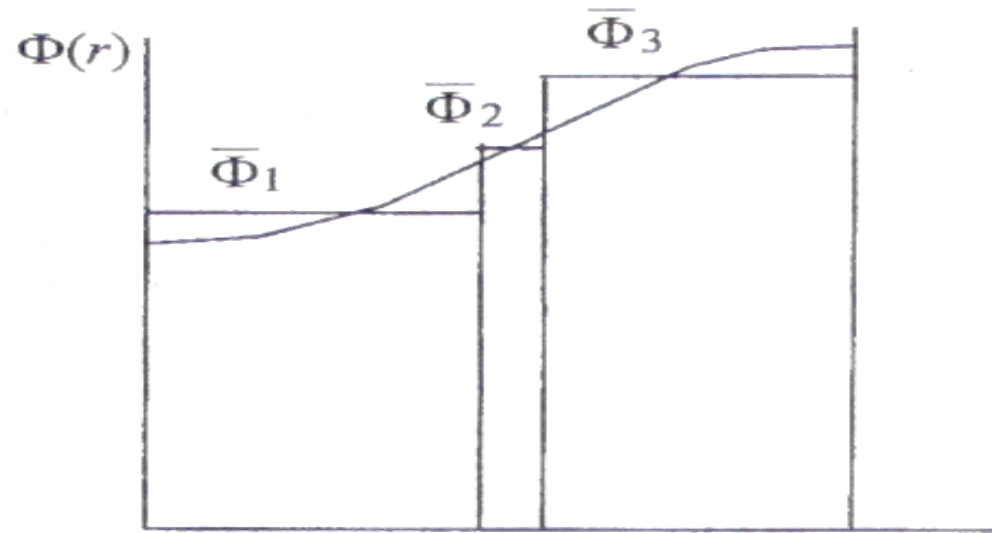


Рис. 8.2. Расчетная модель ячейки для гомогенизации.

