

Влияние параметров исследовательского реактора на поток тепловых нейтронов в отражателе и стоимость горючего

А. С. КОЧЕНОВ

УДК 621.039.572:621.039.537+621.039.54

Рассмотрено влияние параметров исследовательского реактора на величину потока тепловых нейтронов в отражателе и на стоимость потребляемого горючего. Показано, чем больше коэффициент размножения нейтронов и меньше радиус активной зоны, тем выше отношение максимального потока тепловых нейтронов к мощности реактора. В частности, это отношение оказывается достаточно большим для реакторов водородного типа, работающих на промежуточных нейтронах. Сделан вывод о том, что с точки зрения минимальной стоимости горючего в исследовательских реакторах невыгодно выбирать как очень низкое, так и очень глубокое выгорание.

N — мощность реактора; ϵ — энергия, приходящаяся на деление; ν_f — число нейтронов, образующихся при одном делении; Φ — поток тепловых нейтронов в отражателе; Σ_c — макроскопическое сечение поглощения в отражателе; R — радиус активной зоны.

Поток тепловых нейтронов в диффузионном приближении описывается уравнением

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_c\Phi + q = 0 \quad (2)$$

(D — коэффициент диффузии; q — плотность генерации тепловых нейтронов) с граничными условиями

$$\frac{1}{\Phi(R)} \cdot \frac{d\Phi}{dr} \Big|_R = \frac{1}{Z\lambda_{tr}}; \quad (3)$$

$$\Phi(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0. \quad (4)$$

Распределение плотности источников тепловых нейтронов по отражателю в двухгрупповом приближении имеет вид

$$q \sim \frac{1}{r} e^{-\frac{r-R}{\sqrt{\tau}}}, \quad (5)$$

где τ — возраст тепловых нейтронов.

Решая уравнение (2) с учетом (4) и (5), получаем

$$\Phi = A \frac{e^{-\frac{r-R}{L}}}{r} + B \frac{e^{-\frac{r-R}{\sqrt{\tau}}}}{r}, \quad (6)$$

где L — длина диффузии.

Из условия (3)

$$B = -\frac{1+R \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{Z\lambda_{tr}} \right)}{1+R \left(\frac{1}{\sqrt{\tau}} + \frac{1}{Z\lambda_{tr}} \right)} A. \quad (7)$$

Если активная зона является «черной» для тепловых нейтронов, то $Z=0,71$. Поскольку для материалов отражателя имеют место неравенства $\lambda_{tr} \ll \sqrt{\tau}$ и $\lambda_{tr} \ll L$, то

$$B \approx -A. \quad (8)$$

Развитие исследовательских реакторов непрерывно следует по пути увеличения потоков тепловых нейтронов. В настоящее время для проведения некоторых экспериментов требуются потоки тепловых нейтронов интенсивностью $\sim 10^{15}$ нейтр/см²·сек и более.

Стоимость эксплуатации современных мощных исследовательских реакторов в значительной мере определяется топливной составляющей. Поэтому оптимизация параметров исследовательских реакторов большой мощности играет важную роль в снижении их стоимости.

Во многих исследовательских реакторах экспериментальные каналы расположены в отражателе. В связи с этим интересно рассмотреть влияние различных параметров реактора на потоки тепловых нейтронов в отражателе и выяснить, в реакторах какого типа отношение потока тепловых нейтронов к мощности оказывается максимальным.

Влияние параметров реактора на поток тепловых нейтронов

Рассмотрим реактор со сферической активной зоной и бесконечным отражателем. Если в отражателе резонансное поглощение отсутствует, то можно написать соотношение

$$\frac{k-1}{k} \cdot \frac{N}{\epsilon} \nu_f = 4\pi \Sigma_c \int_R^\infty \Phi(r) r^2 dr, \quad (1)$$

где k — коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде с составом активной зоны;

Таким образом,

$$\Phi \approx \frac{A}{r} \left(e^{-\frac{r-R}{L}} - e^{-\frac{r-R}{\sqrt{\tau}}} \right). \quad (9)$$

Из условия (1) находим, что

$$A = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{v_f}{\epsilon} \times \frac{1}{D \left[1 - \frac{\tau}{L^2} + \frac{R}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right) \right]} \cdot \frac{k-1}{k} N. \quad (10)$$

Определим, на каком расстоянии от границы с активной зоной находится максимум потока тепловых нейтронов. С точностью до разложения

$$e^{\frac{r_0-R}{\sqrt{\tau}} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right)^{-1}} \approx \frac{r_0-R}{\sqrt{\tau}} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right) \quad (11)$$

координата максимального потока r_0 может быть определена из квадратного уравнения

$$e^{\frac{\sqrt{\tau}}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right)} \left(\frac{r_0-R}{\sqrt{\tau}} \right)^2 + \left[e \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right) \left(1 + \frac{R}{L} \right) - 1 \right] \frac{r_0-R}{\sqrt{\tau}} - \left(1 + \frac{R}{\sqrt{\tau}} \right) = 0. \quad (12)$$

Анализ коэффициентов уравнения (12) показывает, что для тяжелой воды при $\frac{R}{\sqrt{\tau}} < 3$, а для бериллия, графита и воды при любом отношении $R/\sqrt{\tau}$ поток тепловых нейтронов принимает максимальное значение на расстоянии $\sim \sqrt{\tau}^*$ от границы с активной зоной, т. е.

$$\frac{r_0-R}{\sqrt{\tau}} \approx 1. \quad (13)$$

Следовательно, максимальный поток тепловых нейтронов оказывается равным

$$\Phi_{\text{макс}} \approx \frac{A}{R + \sqrt{\tau}} \left(e^{-\frac{\sqrt{\tau}}{L}} - e^{-1} \right). \quad (14)$$

Если определить «качество» исследовательского реактора J как отношение максимального потока тепловых нейтронов к мощности реакто-

ра [1, 2], то из выражений (10) и (14) следует

$$J = \frac{\Phi_{\text{макс}}}{N} \approx \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{v_f}{\epsilon} \times \frac{1}{D \left[1 - \frac{\tau}{L^2} + \frac{R}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right) \right]} \cdot \frac{e^{-\frac{\sqrt{\tau}}{L}} - e^{-1}}{R + \sqrt{\tau}} \cdot \frac{k-1}{k}. \quad (15)$$

В работе [1] вычислено теоретически достижимое значение J при использовании различных замедлителей. Однако влияние отдельных параметров реактора на качество исследовательских реакторов не рассматривалось. Формула (15) показывает, какие именно параметры реактора и в какой мере влияют на величину J . Из формулы (15) видно, что при выбранном материале отражателя качество реактора тем выше, чем больше коэффициент размножения нейтронов и меньше радиус активной зоны. При одинаковых материалах отражателя и равных значениях коэффициента размножения радиус активной зоны тем меньше, чем меньше длина миграции нейтронов. Поэтому в активной зоне исследовательского реактора в качестве замедлителя целесообразно использовать обычную воду, так как в этом случае длина миграции оказывается минимальной. Не следует забывать также, что вода является хорошим теплоносителем.

При разных значениях коэффициента размножения соотношение между максимальными потоками тепловых нейтронов в различных материалах различно. Однако представляет интерес сравнить значения J при достаточно высоком коэффициенте размножения. В табл. 1 приведены значения J для различных материалов отражателя, когда состав активной зоны такой же, как и в реакторе СМ-2 (без учета выгорания и отравления) [3].

Несмотря на то что наибольшее значение J оказывается у воды, малая длина релаксации потока и относительно высокая «примесь»

Значения J для реакторов с различными отражателями

Таблица 1

Материал отражателя	γ	$J, \times 10^{-10}$ нейтр/см ² × сек.квт
Вода	1,0	8,7
Бериллий	1,85	6,8
Тяжелая вода	1,1	5,9
Графит	1,7	3,3

* Для воды $L < \sqrt{\tau}$, поэтому справедливо соотношение $\frac{r_0-R}{L} \approx 1$.

быстрых нейтронов делают воду не совсем удобным материалом для отражателя исследовательского реактора. С этой точки зрения более пригодны бериллий и тяжелая вода.

Сопоставим данные, приведенные в табл. 1, с аналогичными параметрами известных реакторов (табл. 2) *.

Значения J для Таблица 2
некоторых действующих реакторов

Реактор	$J, \times 10^{-10}$ нейтр/см ² ·сек·кет
ВВР-М	1,0
MTR	1,35
ВВР-2	1,5
HFBR	1,75

Сравнение показывает, что исследовательские реакторы на промежуточных нейтронах с водяным замедлителем и отражателем из воды, тяжелой воды или бериллия могут иметь более высокое качество, чем лучшие реакторы без ловушек, построенные к настоящему времени.

Рассмотрим изменение потока тепловых нейтронов в произвольной точке отражателя при уменьшении радиуса активной зоны

$$\frac{d\Phi}{dR} = \frac{\nu_f}{4\pi} \cdot \frac{N}{\epsilon} \cdot \frac{1}{r} \left\{ \frac{-\frac{D}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right)}{D^2 \left[1 - \frac{\tau}{L^2} + \frac{R}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right)\right]^2} + \right. \\ \times \frac{k-1}{k} \left(e^{-\frac{r-R}{L}} - e^{-\frac{r-R}{\sqrt{\tau}}} \right) + \\ + \frac{1}{D \left[1 - \frac{\tau}{L^2} + \frac{R}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right)\right]} \cdot \frac{1}{k^2} \times \\ \times \frac{dk}{dR} \left(e^{-\frac{r-R}{L}} - e^{-\frac{r-R}{\sqrt{\tau}}} \right) + \\ + \frac{1}{D \left[1 - \frac{\tau}{L^2} + \frac{R}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right)\right]} \times \\ \left. \frac{k-1}{k} \left(\frac{1}{L} e^{-\frac{r-R}{L}} - \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{-\frac{r-R}{\sqrt{\tau}}} \right) \right\}. \quad (16)$$

* В табл. 2 не приведены данные для реакторов SM-2 и HFJR, у которых максимальные потоки тепловых нейтронов достигаются в сравнительно малом объеме ловушек нейтронов. Для SM-2 и HFJR значение $J = 5 \cdot 10^{10}$ нейтр/см²·сек·кет.

В выражении (16) три слагаемых. Первые два — отрицательны при любом значении r . Третье слагаемое оказывается отрицательным при малых значениях $r - R$ и положительным при больших значениях. Таким образом, при уменьшении радиуса активной зоны поток тепловых нейтронов на малых расстояниях от активной зоны (в районе максимального потока) всегда возрастает. Однако на больших расстояниях от активной зоны (где потоки относительно небольшие) может оказаться, что абсолютная величина положительного слагаемого больше, чем у отрицательных.

Если изменять радиус активной зоны за счет изменения концентрации горючего, то эффективная добавка остается практически постоянной и в одностороннем приближении

$$\frac{dk}{dR} \approx \frac{dk}{dR_0} = \left(\frac{\pi}{R_0} \right)^2 \frac{dM^2}{dR} - \frac{2(k-1)}{R_0}, \quad (17)$$

где R_0 — эффективный радиус активной зоны; M^2 — площадь миграции.

Значение производной dM^2/dR зависит от состава активной зоны. Для активной зоны с водяным замедлителем при изменении концентрации горючего величина M^2 практически не меняется. В этом случае

$$\frac{dk}{dR} \approx -\frac{2(k-1)}{R_0}. \quad (18)$$

Из выражений (16) и (18) легко убедиться в том, что если

$$\frac{2}{k} \cdot \frac{L}{R_0} \left(1 + \frac{L}{R + \sqrt{\tau}} \right) > 1, \quad (19)$$

то

$$\frac{d\Phi}{dr} < 0 \quad (20)$$

при любом значении $r > R$.

Таким образом, если в реакторах с водяным замедлителем имеет место неравенство (19), которое выполняется для всех известных исследовательских реакторов с бериллиевым и тяжеловодным отражателями, то при увеличении концентрации горючего в активной зоне возрастает поток тепловых нейтронов в любой точке отражателя.

Оптимальная глубина выгорания горючего

Если мощность реактора N , а средняя глубина выгорания горючего x , то в единицу времени для реактора требуется горючего

$$G \approx \frac{N}{x}. \quad (21)$$

Из выражения (15) следует, что мощность реактора связана с максимальным потоком тепловых нейтронов в отражателе соотношением

$$N \approx 4\pi \frac{\varepsilon}{v_f} D \left[1 - \frac{\tau}{L^2} + \frac{R}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{L} \right) \right] \times \frac{R + \sqrt{\tau}}{-\frac{\sqrt{\tau}}{L} - e^{-1}} \cdot \frac{k}{k-1} \Phi_{\text{макс.}} \quad (22)$$

Поскольку коэффициент размножения нейтронов и радиус активной зоны зависят от глубины выгорания горючего, то и мощность реактора, необходимая для обеспечения заданного потока тепловых нейтронов, также зависит от глубины выгорания.

Если стоимость горючего, заключенного в твэлы, обозначить α , стоимость химической переработки твэлов β , а относительные потери при регенерации ε , то стоимость горючего, которое потребляется реактором в единицу времени:

$$C \approx \alpha \left[x + \varepsilon(1-x) + \frac{\beta}{\alpha}(1-\varepsilon)(1-x) \right] \frac{N(x)}{x} \quad (23)$$

Возможны три случая: 1) $\beta/\alpha > 1$ (регенерация экономически невыгодна); 2) $\beta/\alpha = 1$

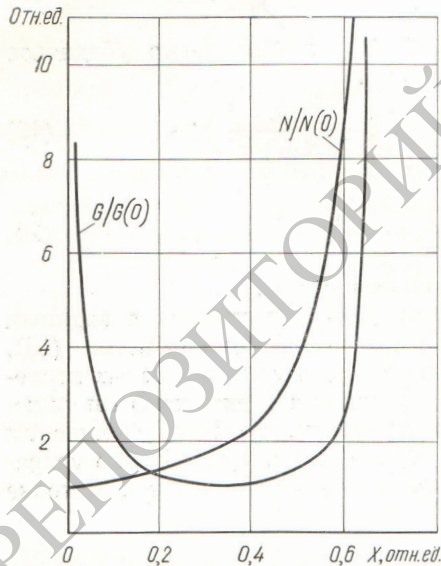


Рис. 1. Влияние глубины выгорания U^{235} на мощность реактора и расход U^{235} при фиксированном потоке тепловых нейтронов в отражателе.

x — относительная глубина выгорания U^{235} ; N — мощность реактора; $N(0)$ — мощность реактора при нулевом среднем выгорании; G — расход U^{235} в единицу времени; $G(0)$ — расход U^{235} в единицу времени при оптимальном среднем выгорании.

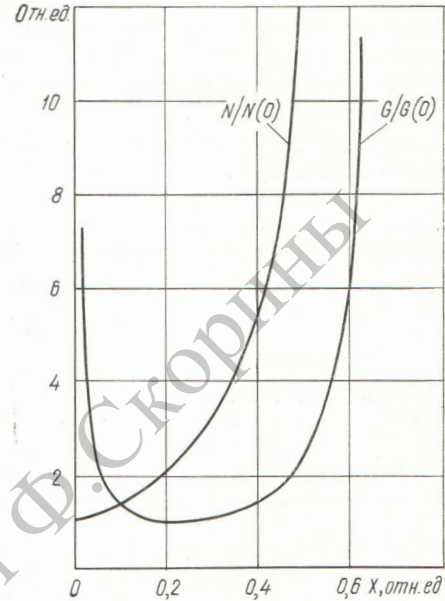


Рис. 2. Влияние глубины выгорания U^{235} на мощность реактора и расход U^{235} при фиксированном потоке тепловых нейтронов в ловушке.

(регенерация не влияет на стоимость эксплуатации); 3) $\beta/\alpha < 1$ (регенерация экономически выгодна).

В любом случае при $x \rightarrow 0$ $C \rightarrow \infty$. Если же выгорание топлива очень глубокое, то $k \rightarrow 1$, $N \rightarrow \infty$ и $C \rightarrow \infty$. Следовательно, слишком глубокое выгорание так же нецелесообразно, как и низкое.

Оптимальная глубина выгорания зависит от параметров реактора и от величин β/α и ε . Наибольшая глубина выгорания соответствует случаю, когда регенерации горючего нет (для этого формально надо принять $\beta/\alpha = 1$). Чем меньше значения β/α и ε , тем более низкое выгорание соответствует минимальной стоимости потребляемого урана. В пределе при $\beta/\alpha \rightarrow 0$ и $\varepsilon \rightarrow 0$ оптимальная глубина выгорания стремится к нулю. На рис. 1 для случая, когда регенерация горючего отсутствует, приведены кривые расхода U^{235} и мощности реактора в зависимости от глубины выгорания для реактора с тяжеловодным отражателем и с активной зоной, имеющей такой же состав, как и в реакторе СМ-2. Кривые получены при условии, что в течение кампании перегрузок горючего не проводится. Из рисунка следует, что минимальный расход U^{235} соответствует глубине выгорания 30—40%. Однако поскольку с увеличением мощности реактора растет и его стои

мость, то следует выбирать выгорание несколько меньше того значения, которое соответствует минимальному расходу урана. Если реактор будет работать с покассетной перегрузкой горючего, то расход урана уменьшится почти в два раза (за счет увеличения глубины выгорания в выгружаемых кассетах).

В реакторах с ловушкой нейтронов (типа СМ-2) оптимальные выгорания ниже по сравнению с реакторами без ловушек. Это объясняется тем, что поток тепловых нейтронов в ловушке пропорционален удельной мощности, т. е. мощности, приходящейся на единицу объема. Поэтому мощность такого реактора пропорциональна объему активной зоны. На рис. 2 приведены кривые, аналогичные кривым рис. 1, для реактора со сферической ловушкой. Как следует из графика, минимальный расход урана соответствует глубине выгорания $\sim 20\%$.

В заключение автор выражает признательность С. М. Фейнбергу, П. Е. Степанову и Н. И. Лалетину за обсуждение рассмотренных вопросов.

Поступила в Редакцию 8/II 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Фейнберг и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 334.
2. P. Ageron et al. Доклад № 49, представленный Францией на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. С. М. Фейнберг и др. «Атомная энергия», 8, 493 (1960).

Расчет касательных напряжений на стенке канала и распределения скоростей при турбулентном течении жидкости

М. Х. ИБРАГИМОВ, И. А. ИСУПОВ, Л. Л. КОВЗАРЬ,
В. И. СУББОТИН

УДК 621.039.517:621.039.517.5

На основе представлений о механизме турбулентного переноса количества движения получена зависимость для распределения касательных напряжений на стенке прямого гладкого канала с произвольной формой поперечного сечения при развитом турбулентном режиме. С использованием экспериментальных данных определены константы этой зависимости.

Приведено сопоставление результатов расчета касательных напряжений на стенке и скоростей с данными экспериментов для восьми форм сложных каналов.

В ядерных реакторах, парогенераторах и теплообменных устройствах широко применяются каналы различной сложной формы. Теплообмен в таких каналах существенно зависит от распределения скорости теплоносителя по сечению потока. Экспериментальное исследование гидродинамики сложных каналов распространено широко, однако изучение всех встречающихся в практике каналов весьма затруднительно. Имеющиеся немногочисленные методы расчета полей скоростей и гидравлических сопротивлений в каналах основаны на ряде допущений и отличаются большой трудоемкостью вычислений [1, 2]. Поэтому существует необходимость создания более простого метода расчета гидродинамики сложных кана-

лов, который опирался бы в основном на физические закономерности, вытекающие из анализа имеющихся экспериментальных данных.

В данной работе предложен метод расчета касательных напряжений на стенке, полей скоростей и гидравлических сопротивлений в прямых гладких каналах с различной формой поперечного сечения. Расчет справедлив для гидродинамически стабилизированного потока жидкости при развитом турбулентном режиме течения ($Re > 10^4$). По результатам расчета напряжения на стенке могут быть найдены коэффициенты турбулентного переноса тепла, которые необходимы при решении задач, связанных с определением температурных полей и коэффициентов теплоотдачи.

Распределение касательного напряжения на стенке связано с геометрическими особенностями поперечного сечения канала. Для количественного выражения таких особенностей сечения предлагается использовать величину $y_0(z)$ — расстояние по нормали от стенки до линии максимальных скоростей (ЛМС). Задача заключается в нахождении функциональной связи между величиной y_0 и касательным напряжением на стенке τ_0 .