

УДК 621.039

ОЦЕНКА ВРЕМЕННОЙ ПОСТОЯННОЙ ПРИ УЧЕТЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Д. Г. Модестов
(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е. И. Забабахина",
г. Снежинск Челябинской области)

Рассматривается адаптация методики расчета временной постоянной, представленной в ранее опубликованной статье, к задачам переноса нейтронов. В реализации эта методика близка к методу поколений с присущими ему погрешностями. Собственно расчет временной постоянной в нейтронных системах не во многом отличается от аналогичной задачи для частиц произвольной природы. Особенностью является учет влияния запаздывающих нейтронов, обычно использующий приближение, в котором перенос ядер-предшественников рассматривается в упрощенном виде. Для этого случая представлена методика моделирования такого переноса в указанном приближении. Для нее получены асимптотические зависимости систематической погрешности, связанной с размером поколения. В частности, показано, что для надкритических и несильно подкритических систем данная погрешность ведет себя так же, как в методе поколений. Для иллюстрации возможностей методики приводятся результаты расчета временной постоянной для двух систем — цельнометаллической критической сборки и ядерного реактора ВВЭР-1 000. При этом рассматривались как подкритические, так и надкритические состояния. Расчеты проводились с учетом и без учета запаздывающих нейтронов. Результаты расчетов подтверждают асимптотическое поведение погрешности, а при сравнении с результатами расчетов нестационарной задачи — корректность предлагаемой методики.

Ключевые слова: уравнение переноса нейтронов, нейтронная кинетика, временная постоянная, критическая сборка, ВВЭР.

Введение

В работе [1] предложена методика оценки временной постоянной в задачах переноса частиц методами статистического моделирования. Подобно условно-критической задаче [2] эта методика использует выделение оператора размножения, в качестве которого в нейтронных задачах обычно рассматривается оператор рождения частиц на делении, из оператора переноса [3], представляемого в виде суммы

$$\hat{P} = \hat{Q}_p + \hat{P}_0.$$

Для нахождения временной постоянной определяется оператор вспомогательной реакции $\hat{R}_\alpha(t)$, параметризованный пробным значением α . В работе [1] показано, что при равенстве

единице ведущего собственного значения оператора

$$\hat{K}_\alpha = \int_0^{t_0} (\hat{Q}_p - \hat{R}_\alpha(t) - \alpha) \hat{U}_\alpha(t) dt + \hat{U}_\alpha(t_0), \quad (1)$$

где $\hat{U}_\alpha(t)$ является решением задачи Коши

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{U}_\alpha(t) = (\hat{P}_0 + \hat{R}_\alpha(t)) \hat{U}_\alpha(t), \quad \hat{U}_\alpha(0) = 1,$$

параметр α равен временной постоянной. Параметр t_0 в (1) в большинстве случаев можно положить равным бесконечности. Таким образом, разные варианты методики, в том числе связанные с рассмотрением разных типов частиц, в первую очередь определяются оператором $\hat{R}_\alpha(t)$.

С учетом того, что для практических приложений наиболее важен перенос нейтронов, здесь будет рассмотрен оператор вспомогательной реакции для этих частиц, а также задачи, решаемые с использованием этого оператора.

Оператор вспомогательной реакции

Вид оператора вспомогательной реакции, допустимого при любых значениях α , рассматривался в работе [1]. Этот оператор в общем случае представляет собой умножение на функцию от времени:

$$\hat{R}_\alpha(t) = \begin{cases} -\frac{\alpha}{1 - \alpha t}, & \alpha < 0; \\ -\alpha, & \alpha \geq 0, \end{cases} \quad (2)$$

где c — некоторая произвольная положительная постоянная, равная, например, единице.

Необходимо отметить, что при рассмотрении переноса только нейтронов использование (2) позволяет оценивать значение временной постоянной. Однако такое приближение не всегда применимо. В частности, нередко в прикладных задачах нужен учет запаздывающих нейтронов. Для этого рассматривается перенос их предшественников. Под предшественниками, как это обычно принято, далее будут пониматься источники запаздывающих нейтронов — нестабильные ядра, образующиеся на реакциях деления. При этом для указанных ядер используется модель, в рамках которой рождающееся ядро мгновенно тормозится, а далее в конце случайного промежутка времени распадается с испусканием нейтрона (а также других частиц).

Уравнения совместного переноса нейтронов и предшественников без учета влияния других частиц приводятся, например, в работе [4]. Принимая, что верхний индекс 0 (т. е. тип частицы $\theta = 0$) относится к нейтрону, а остальные m — к предшественникам, эти уравнения определяются следующими операторами:

$$\hat{P}_0 = \begin{pmatrix} \hat{P}_0^0 & \lambda^1 & \dots & \lambda^{m-1} & \lambda^m \\ 0 & -\lambda^1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & -\lambda^{m-1} & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & -\lambda^m \end{pmatrix};$$

$$\hat{Q}_p = \begin{pmatrix} \hat{Q}_p^0 & 0 & \dots & 0 \\ \hat{Q}_p^1 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Q_p^{m-1} & 0 & \dots & 0 \\ \hat{Q}_p^m & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где λ^i — постоянная распада i -го предшественника, а \hat{Q}_p^θ представляет собой оператор рождения частиц типа θ при делении.

При построении алгоритма моделирования предшественники объединяются в группы, в каждой из которых определяются множественность, а также временное и энергетическое распределения испускаемых частиц (направление вылета считается изотропным в системе покоя среды). В соответствии с представленной выше моделью из указанных распределений и множественности в точке реакции выбирают характеристики вторичных частиц, опуская стадию жизни порождающего ядра. В рамках данной модели наиболее оптимальным решением представляется следующий вид оператора вспомогательной реакции:

$$\hat{R}_\alpha = \begin{pmatrix} \hat{R}_\alpha^0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -\alpha & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & -\alpha & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & -\alpha \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где \hat{R}_α^0 — оператор вспомогательной реакции для переноса нейтронов вида (2). Поскольку согласно (3) в модели переноса ядер физические реакции, отличные от распада, отсутствуют, такой подход позволяет построить аналитическое решение на временном интервале от рождения ядра до распада. Данное решение представляет зависимость количества ядер от времени:

$$\nu(\Delta t) = \exp^{-\alpha \Delta t}, \quad (5)$$

где Δt — время, прошедшее с момента образования ядра. При этом в первом приближении вклад в собственное значение условно-критической задачи пропорционален данному выражению.

Однако, как было отмечено в [1], прямое использование оператора (4) может привести к

нарушению условия положительности условно-критического оператора и, как следствие, экспоненциальному росту количества запаздывающих частиц в редких событиях выборки большого времени жизни предшественника.

Поскольку запаздывающие нейтроны играют хотя и важную, но не определяющую роль в развитии цепной реакции, представляется разумным использовать вместо (5) регуляризованное решение уравнения переноса предшественников. Для его построения следует отметить, что согласно [2] метод поколений характеризуется систематическим смещением результатов, обратно пропорциональным размеру поколения. С учетом этого свойства для регуляризации предлагается использовать следующую зависимость:

$$\nu_R(\Delta t) = \begin{cases} \exp^{-\alpha\Delta t}, & \exp^{-\alpha\Delta t} < N; \\ N, & \exp^{-\alpha\Delta t} \geq N, \end{cases} \quad (6)$$

где N — размер поколения. Необходимо отметить, что в силу условия $N \geq 1$ ν_R будет отличаться от ν только при $\alpha < 0$. Поэтому далее будет рассматриваться только этот случай.

Полезно оценить погрешность, вносимую (6). Указанная погрешность определяется и математическими ожиданиями ν и ν_R , которые несложно вычислить для экспоненциального временного распределения. Обозначив, аналогично (3), через λ постоянную распада, указанные математические ожидания можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \nu \rangle &= \lambda \int_0^{\infty} \exp^{-\lambda t} \nu(t) dt = \frac{\lambda}{\lambda + \alpha}; \\ \langle \nu_R \rangle &= \frac{\lambda}{\lambda + \alpha} + \frac{\alpha}{\lambda + \alpha} N^{\frac{\lambda + \alpha}{\alpha}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь можно рассмотреть два случая. Если $\alpha \geq -\lambda/2$, то $\langle \nu_R \rangle \rightarrow \langle \nu \rangle$ не медленнее, чем N^{-1} . То есть регуляризация (6) не ухудшает скорости сходимости метода поколений (хотя коэффициент перед членом N^{-1} , вероятно, увеличивается). В противном случае, т. е. при $\alpha < -\lambda/2$, $\langle \nu_R \rangle$ также сходится к $\langle \nu \rangle$, хотя и медленнее, чем метод поколений. С учетом того, что $\alpha_0 > -\lambda^i$ для любого i , можно предположить, что последний случай реализуется в глубоко подкритических системах.

Определенный интерес представляет оценка трудоемкости расчетов при использовании (6).

Следует отметить, что пробное значение α может принимать сколь угодно малые значения, в том числе ниже предельно допустимого $\alpha = -\lambda$. При этом

$$\langle \nu \rangle \xrightarrow{\alpha \rightarrow -\lambda} \infty; \quad \langle \nu_R \rangle \xrightarrow{\alpha \rightarrow -\lambda} \ln N + 1.$$

Как можно видеть, $\langle \nu_R \rangle$, в отличие от $\langle \nu \rangle$, остается конечным и относительно небольшим при реалистичных размерах поколения. При $\alpha < -\lambda$ значение $\langle \nu_R \rangle$ также конечно и ограничено сверху размером поколения, что можно видеть из соотношения

$$\langle \nu_R \rangle \xrightarrow{\alpha \rightarrow -\infty} N.$$

Впрочем, слишком малые значения α представляются экзотическими.

Выражение (5) определяет изменение во времени количества предшественников запаздывающих нейтронов за счет вспомогательной реакции. Далее при моделировании траектории таких нейтронов происходит изменение их количества, а также при $\alpha < 0$ — пополнение следующего поколения. Как следствие, при малых значениях α в следующем поколении происходит накопление *долгоживущих* нейтронов. Под последними понимаются те частицы, математическое ожидание времени траектории которых намного больше среднего по распределению параметров значения этой величины. При этом за счет временного размножения с уменьшением α вклад этих частиц в эффективный коэффициент размножения растет и при использовании методов с фиксированным размером поколения фактически реализуется регуляризация, аналогичная (6).

Хотя траектории нейтронов существенно сложнее траекторий ядер, представляется, что в некотором приближении зависимость эффективного коэффициента размножения от размера поколения можно рассматривать в виде, аналогичном (7):

$$k_\alpha(N) \approx k_\alpha + \delta N^{-\gamma}, \quad (8)$$

где учтено и влияние вклада запаздывающих нейтронов. В соотношении (8) δ и γ — некоторые положительные константы. При заданном значении α вычислительная схема будет сходиться к решению уравнения

$$k_\alpha(N) = 1, \quad (9)$$

которое будет обозначаться как $\alpha_0(N)$. С учетом того, что

$$\alpha_0(N) \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \alpha_0,$$

а также того, что вблизи α_0 справедливо разложение

$$k_\alpha \approx 1 - \tau(\alpha - \alpha_0),$$

где τ — среднее время жизни, решение уравнения (9) можно приблизить следующим соотношением:

$$\alpha_0(N) = \alpha_0 + \frac{\delta}{\tau_{\alpha_0}} N^{-\gamma} = \alpha_0 (1 + \Delta N^{-\gamma}). \quad (10)$$

При этом необходимо помнить, что асимптотическое представление (10) — приближенное и зависимость оцененного собственного значения от размера поколения может несколько отличаться от (10). Также согласно [2] следует ожидать, что в случае $\alpha \geq 0$ из-за отсутствия временного размножения параметр γ в соотношении (8) будет равен единице.

Цельнометаллическая урановая сборка типа Godiva

Для оценки асимптотических зависимостей и применимости предлагаемой методики при расчете характеристик реальных установок на основе программы ПРИЗМА [5] была реализована программа расчета временной постоянной в задачах переноса нейтронов. С ее использованием были проведены методические расчеты ряда систем, в частности модели сборки Godiva, характеризующей жестким нейтронным спектром.

Критическая сборка Godiva, сконструированная из обогатенного урана, использовалась для экспериментального определения ряда нейтронно-физических характеристик, в том числе параметров Росси α (см., например, [4]). Подробное описание сборки содержится в справочнике [6]. Для расчетов же использовалась упрощенная модель в виде однородного уранового шара. Ядерный состав урана приведен в табл. 1. При проведении расчетов варьировались размер шара и его окружение. Для описания взаимодействия нейтронов с веществом использовались данные библиотеки ENDF/B-VII.1.

Результаты расчетов временной постоянной, полученные путем моделирования 10^9 точек деления для нескольких радиусов сборки типа

Ядерный состав урана

Ядро	Концентрация, $\text{б}^{-1}\text{см}^{-1}$
^{235}U	$4,499 \cdot 10^{-2}$
^{238}U	$2,4984 \cdot 10^{-3}$
^{234}U	$4,91184 \cdot 10^{-4}$

Godiva, представлены в табл. 2. Здесь через α_0^M обозначена временная постоянная для мгновенных нейтронов, а через α_0^3 — при учете запаздывающих; σ_α^M и σ_α^3 обозначают относительные погрешности этих величин. Все расчеты проводились с параметром вспомогательной реакции $c = 1$ в выражении (2) и размером поколения 10^5 точек деления. Кроме того, в табл. 2 приведены оценки предельных значений (при $N \rightarrow \infty$), полученные по формуле (10) методом наименьших квадратов. Значение γ оценивалось визуально из условия наилучшего совпадения с набором расчетных точек. При этом для $R = 8$ см при учете запаздывающих нейтронов получилось значение $\gamma = 0,4$. В остальных случаях зависимость (10) хорошо описывается при $\gamma = 1$. Для наглядности зависимости α от размера поколения приведены на рис. 1–3.

По результатам, приведенным в табл. 2 и на рис. 1–3, можно видеть, что наиболее сильная зависимость от обратного размера поколения характерна для сильно подкритических систем. При этом в соответствии с (10) при учете запаздывающих нейтронов эта зависимость нелинейная. Следует также отметить, что максимальная погрешность оценки временной постоянной получается вблизи мгновенной критичности, в том числе при учете запаздывающих нейтронов.

Для проверки значений величин, приведенных в табл. 2, можно использовать оценку асимптотического (при $t \rightarrow \infty$) поведения какой-либо характеристики нейтронного поля. При существовании собственной функции такое поведение всех характеристик подобно. В данном случае для оценки было выбрано число нейтронов в системе с мгновенным источником единичной интенсивности. Результаты расчетов зависимости от времени этой величины в сравнении с асимптотикой приведены на рис. 4–7.

В частности, на рис. 4, 5 приводятся результаты расчетов системы радиусом 8 см. Так как при выходе на асимптотику значения характеристик "падают", уменьшаясь более чем на десять

Временная постоянная для сборки типа Godiva с разными значениями радиуса

R	$\alpha_0^M, \text{мкс}^{-1}, N \rightarrow \infty$	$\alpha_0^M, \text{мкс}^{-1}$	σ_α^M	$\alpha_0^3, \text{мкс}^{-1}, N \rightarrow \infty$	$\alpha_0^3, \text{мкс}^{-1}$	σ_α^3
8,90	1,705	1,707	0,2	1,706	1,703	0,2
8,80	0,07820	0,08520	5,8	0,07865	0,07544	6,4
8,79	-0,08880	-0,08454	6,5	$5,089 \cdot 10^{-6}$	$4,793 \cdot 10^{-6}$	8,0
8,78	-0,2499	-0,2517	1,3	$1,113 \cdot 10^{-6}$	$1,100 \cdot 10^{-6}$	2,0
8,75	-0,7405	-0,7453]	0,5	$9,342 \cdot 10^{-8}$	$9,598 \cdot 10^{-8}$	1,2
8,50	-1,399	-1,411	0,4	$-1,643 \cdot 10^{-8}$	$-1,704 \cdot 10^{-8}$	0,1
8,00	-1,406	-1,410	0,1	$-1,847 \cdot 10^{-8}$	$-2,318 \cdot 10^{-8}$	0,2

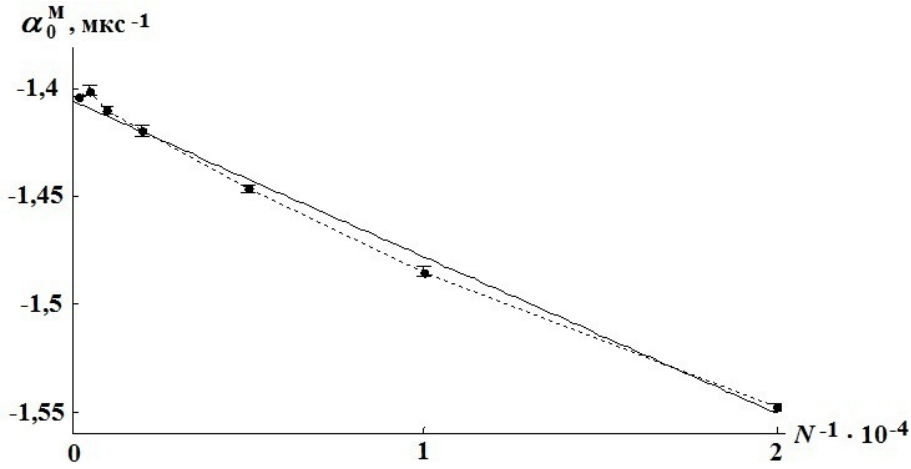


Рис. 1. Зависимость временной постоянной без учета запаздывающих нейтронов от обратного размера поколения для $R = 8$ см ($\gamma = 1$): ---●--- α^M ; — — $\alpha_0^M \approx -1,406 - 723,813/N$

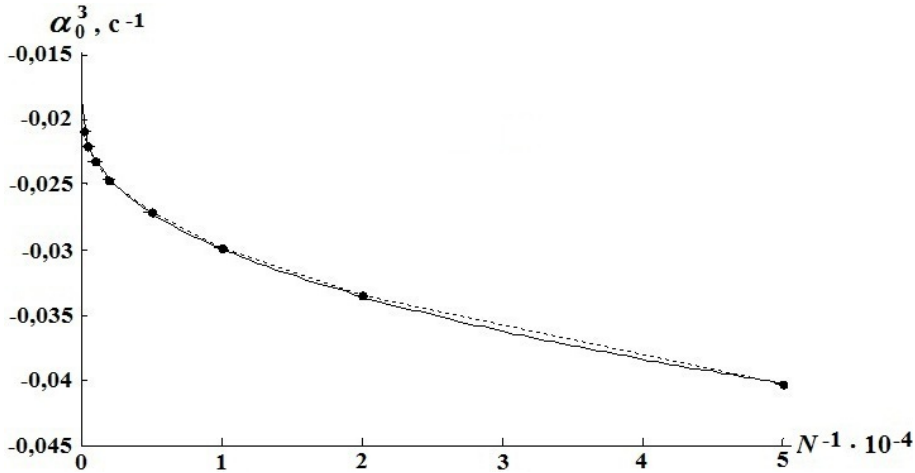


Рис. 2. Зависимость временной постоянной с учетом запаздывающих нейтронов от обратного размера поколения для $R = 8$ см ($\gamma = 0,4$): ---●--- α_0^3 ; — — $\alpha_0^3 \approx -0,01847 - 0,4554/N^{0,4}$

порядков, результаты получаются с большой статистической погрешностью. Однако можно утверждать, что они не противоречат представленным в табл. 2 значениям.

При уменьшении подкритичности уменьшаются падение значений характеристик и, как следствие, статистическая погрешность, что позволяет проводить более корректное сравнение. В качестве примера на рис. 6, 7 приведены результа-

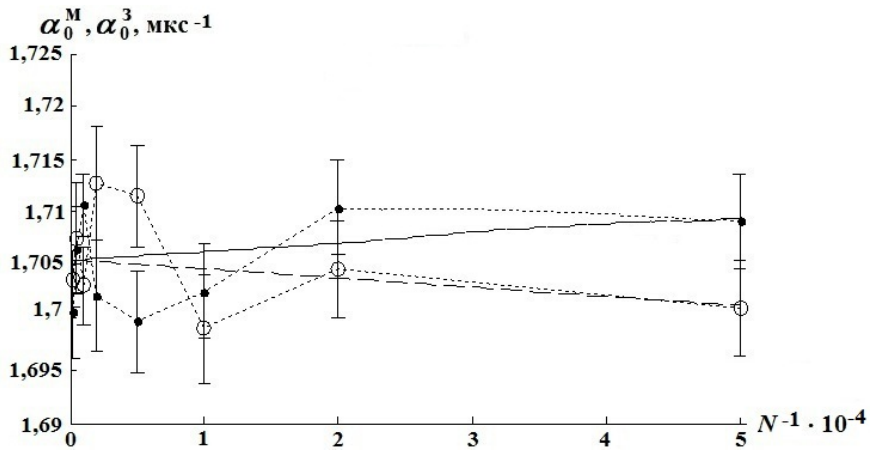


Рис. 3. Зависимость временной постоянной от обратного размера поколения для $R = 8,9$ см ($\gamma = 1$):
 ---●--- α_0^M ; — $\alpha_0^M \approx 1,705 + 7,88992/N$; ---○--- α_0^3 ; - - - - $\alpha_0^3 \approx 1,706 - 8,68009/N$

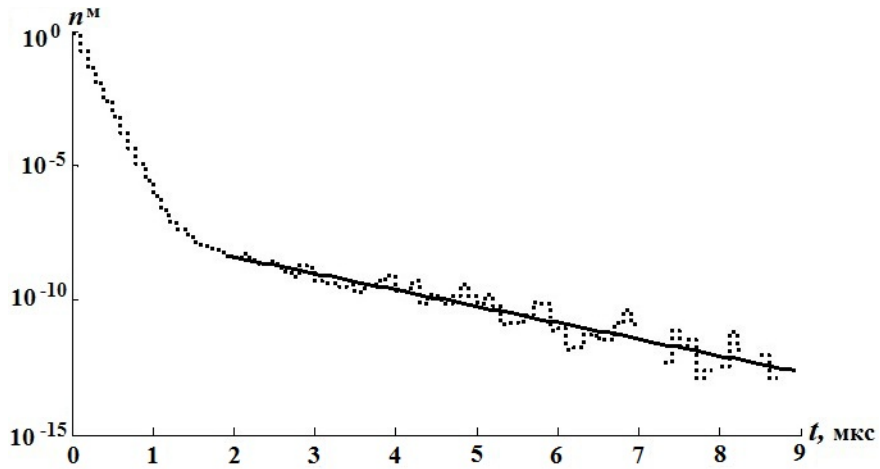


Рис. 4. Зависимость числа мгновенных нейтронов от времени для $R = 8$ см: - - - - - расчет; — — — $n^M \sim \exp(-1,406t)$

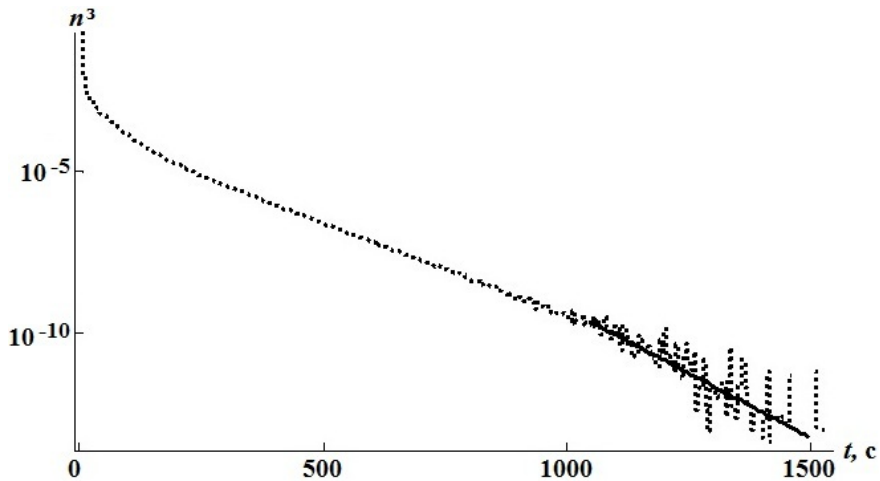


Рис. 5. Зависимость полного числа нейтронов от времени для $R = 8$ см: - - - - - расчет; — — — $n^3 \sim \exp(-0,01847t)$

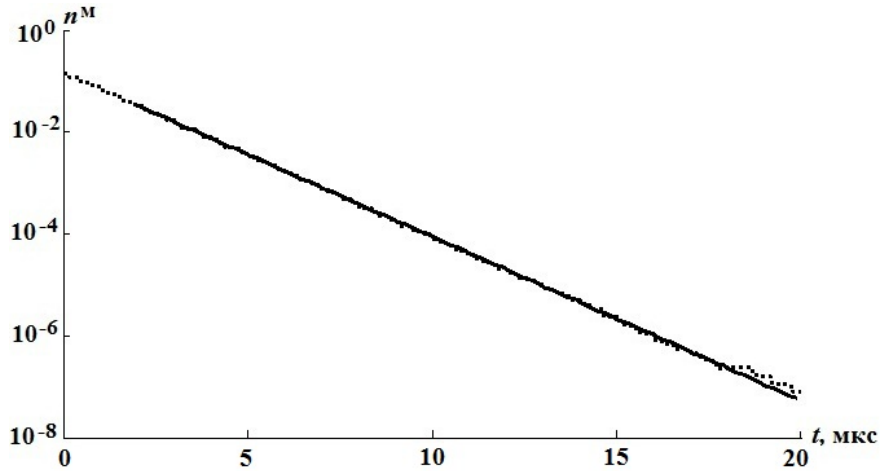


Рис. 6. Зависимость числа мгновенных нейтронов от времени для $R = 8,75$ см: ----- — расчет; — — $n^M \sim \exp(-0,7405t)$

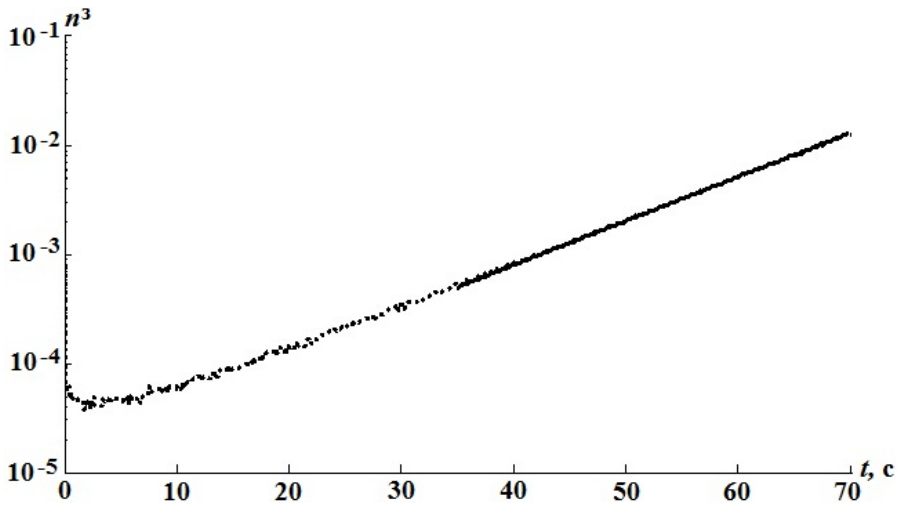


Рис. 7. Зависимость полного числа нейтронов от времени для $R = 8,75$ см: ----- — расчет; — — $n^3 \sim \exp(0,09342t)$

ты расчетов системы радиусом 8,75 см совместно с временной зависимостью, построенной по значениям из табл. 2. Можно видеть их хорошее согласие. Для больших значений радиуса сравнение не приводится, так как в этом случае согласие не ухудшается.

Расчет характеристик ВВЭР-1 000

Ядерный реактор ВВЭР-1 000, широко применяемый в энергетике, характеризуется мягким нейтронным спектром. Поэтому проверка корректности расчета характеристик такого реактора представляется важной для оценки применимости рассматриваемой методики. Для описания активной зоны здесь использовалась та же

математическая модель, что и в работе [5]. При этом все регулирующие стержни были извлечены из активной зоны, а для изменения критичности варьировалось содержание борной кислоты в теплоносителе (c_B). Для этого были выбраны три значения этой величины: $c_B = 3,0; 3,7; 4,0$ г/кг. При первом из них реактор надкритичен на мгновенных нейтронах, при втором — подкритичен на мгновенных нейтронах и надкритичен на запаздывающих, а при третьем — подкритичен на запаздывающих нейтронах.

Результаты расчетов нейтронно-физических характеристик представлены в табл. 3. Здесь в дополнение к временной постоянной для оценки отклонения от критичности представлены значения эффективного коэффициента размножения

Нейтронно-физические характеристики ВВЭР-1 000 для разного содержания борной кислоты

$c_B, \text{Г/кг}$	$k_{\text{эф}}^M$	$\alpha_0^M, \text{мс}^{-1}$	σ_α^M	$k_{\text{эф}}^3$	$\alpha_0^3, \text{мс}^{-1}$	σ_α^3
3,0	1,0062	0,2420	0,18	1,0135	0,2419	0,18
3,7	0,9934	-0,2642	0,17	1,0005	$9,334 \cdot 10^{-6}$	2,5
4,0	0,9881	-0,4795	0,09	0,9952	$-1,489 \cdot 10^{-5}$	0,13

мгновенных и всех нейтронов ($k_{\text{эф}}^M$ и $k_{\text{эф}}^3$ соответственно). Относительные погрешности их расчета не превышают 0,001%. Можно отметить совпадение значений временной постоянной для $c_B = 3 \text{ Г/кг}$ при заметном различии $k_{\text{эф}}^M$ и $k_{\text{эф}}^3$.

Для подтверждения корректности расчета временной постоянной были проведены расче-

ты нестационарной задачи, аналогичной той, что решалась для рассмотренной ранее сборки типа Godiva. Результаты расчетов в сравнении с асимптотикой представлены на рис. 8–12. Для всех вариантов можно видеть их хорошее согласие.

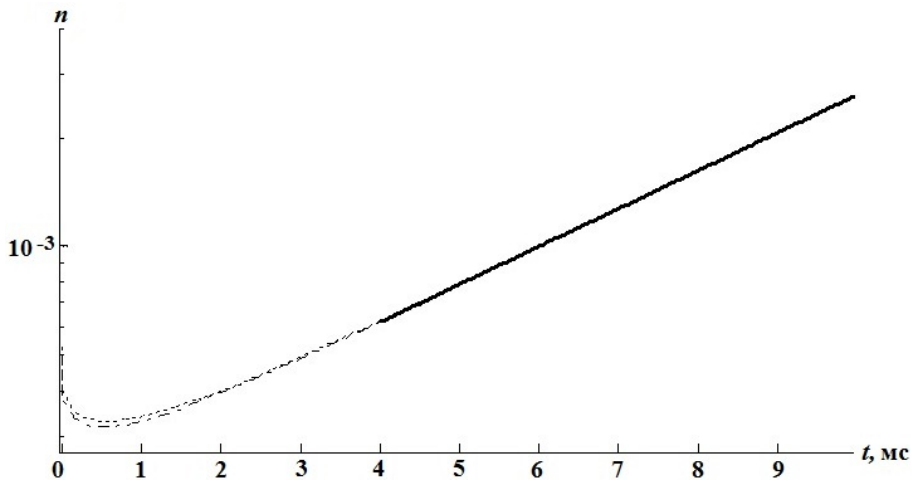


Рис. 8. Зависимость от времени числа нейтронов в ВВЭР-1 000 для $c_B = 3,0 \text{ Г/кг}$: — только мгновенные нейтроны; - - - - - все нейтроны; — — — — $n \sim \exp(-0,242t)$

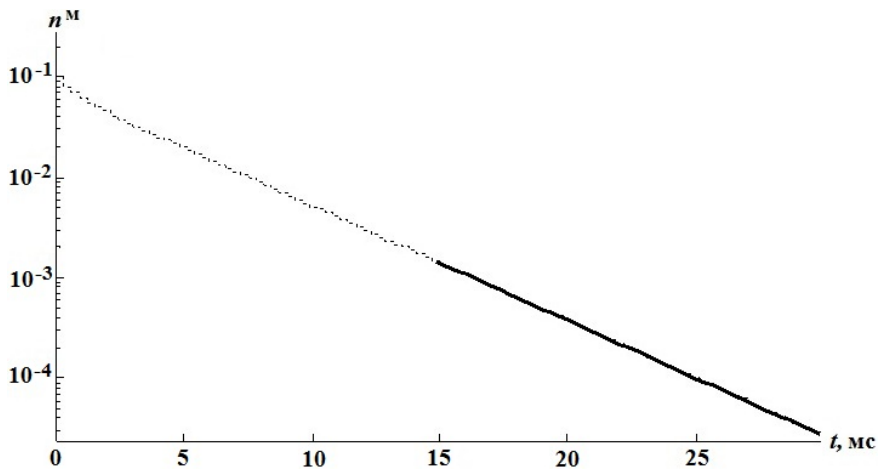


Рис. 9. Зависимость от времени числа мгновенных нейтронов без учета запаздывающих нейтронов в ВВЭР-1 000 для $c_B = 3,7 \text{ Г/кг}$: — расчет; — — — — $n^M \sim \exp(-0,2642t)$

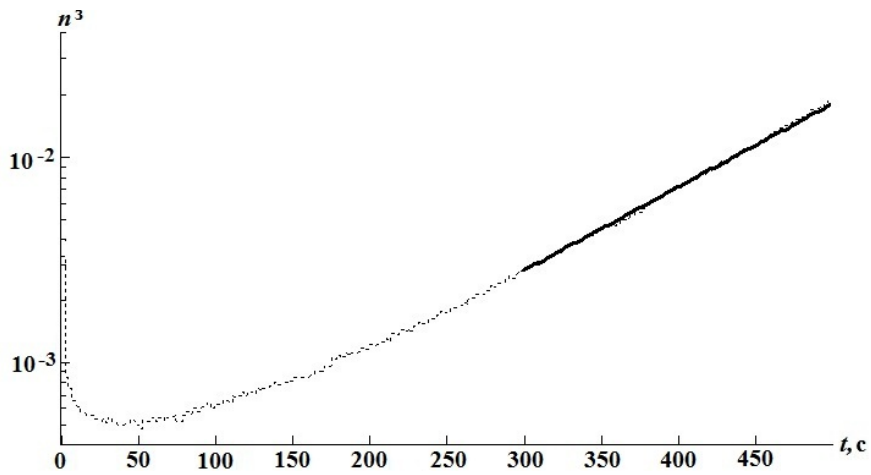


Рис. 10. Зависимость от времени числа нейтронов в ВВЭР-1000 для $c_B = 3,7$ г/кг: — расчет; — — $n^3 \sim \exp(0,009334t)$

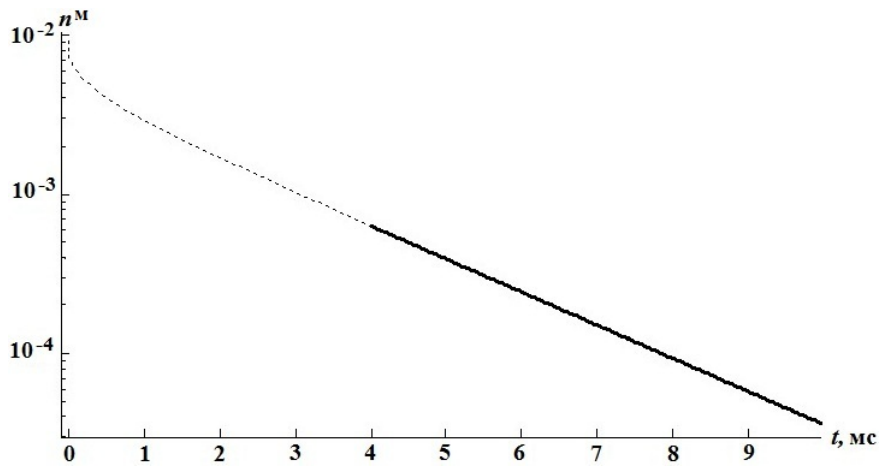


Рис. 11. Зависимость от времени числа мгновенных нейтронов в ВВЭР-1000 для $c_B = 4,0$ г/кг: — расчет; — — $n^M \sim \exp(-0,4795t)$

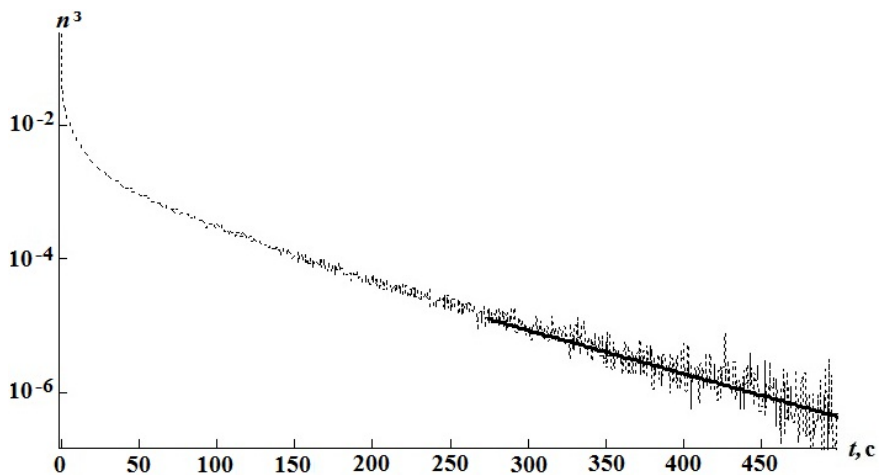


Рис. 12. Зависимость от времени числа нейтронов в ВВЭР-1000 для $c_B = 4,0$ г/кг: — расчет; — — $n^3 \sim \exp(-0,01489t)$

Некоторый вопрос вызывает случай запаздывающей подкритичности, показанный на рис. 12. Для него за приемлемое время не удалось получить решение нестационарной задачи с достаточной точностью. Однако можно видеть, что значение временной постоянной, приведенное в табл. 3, не противоречит асимптотическому поведению временной зависимости.

Заключение

Рассмотрена методика оценки временной постоянной методами статистического моделирования применительно к задачам переноса нейтронов, основанная на результатах работы [1]. Основные ее отличия от [1] связаны с приближенным учетом вторичных ядер — предшественников запаздывающих нейтронов. В случае подкритичности результаты расчетов, полученные по указанной методике, характеризуются систематической погрешностью, зависящей от размера поколения. В сильно подкритических системах эта погрешность может вносить основной вклад в погрешность результатов. При приближении к критичности она уменьшается и асимптотически не превышает систематической погрешности метода поколений.

Для иллюстрации корректности методики приведены результаты расчетов временной постоянной двух систем — критической сборки типа Godiva и модели реактора ВВЭР-1000 — по программе, реализованной на основе программы ПРИЗМА [5]. Полученные значения согласуются с асимптотическим поведением нейтронно-физических характеристик нестационарной задачи, полученных по программе ПРИЗМА, что подтверждает корректность предлагаемой методики и ее применимость к подобным системам, причем вне зависимости от критичности системы и учета влияния запаздывающих нейтронов. Также показана корректность оценки зависимости систематической погрешности от размера поколения и ее слабое влияние на погрешность расчета слабо подкритических систем.

Список литературы

1. Модестов Д. Г. Оценка временной постоянной в задачах переноса частиц методами

статистического моделирования // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2021. Вып. 3. С. 59—69.

Modestov D. G. Otsenka vremennoy postoyannoy v zadachakh perenosa chastits metodami statisticheskogo modelirovaniya // Voprosy atomnoy nauki i tehniki. Ser. Matematicheskoe modelirovanie fizicheskikh protsessov. 2021. Vyp. 3. S. 59—69.

2. Золотухин В. Г., Майоров Л. В. Оценки параметров критичности реакторов методом Монте-Карло. М.: Энергоатомиздат, 1984.
Zolotukhin V. G., Mayorov L. V. Otsenki parametrov kritichnosti reaktorov metodom Monte-Karlo. M.: Energoatomizdat, 1984.
3. Белл Д., Глестон С. Теория атомных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
Bell D., Glesston S. Teoriya atomnykh reaktorov. M.: Atomizdat, 1974.
4. Кипин Д. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
Kipin D. Fizicheskie osnovy kinetiki yadernykh reaktorov. M.: Atomizdat, 1974.
5. Зацепин О. В., Кандиев Я. З., Кашаева Е. А., Малышкин Г. Н., Модестов Д. Г. Расчеты методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА нейтронно-физических характеристик активной зоны ВВЭР-1000 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2011. Вып. 4. С. 64—74.
Zatsepin O. V., Kandiev Ya. Z., Kashaeva E. A., Malyshkin G. N., Modestov D. G. Raschyety metodom Monte-Karlo po programme PRIZMA neytronno-fizicheskikh kharakteristik aktivnoy zony VVER-1000 // Voprosy atomnoy nauki i tehniki. Ser. Fizika atomnykh reaktorov. 2011. Vyp. 4. S. 64—74.
6. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. NEA/NSC/DOC (95)03, 2012.

Статья поступила в редакцию 12.01.21.