

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КЛАССИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА И КИНЕТИКИ МАРКОВСКОЙ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

Н. Н. Ошканов, Я. О. Комарова, П. А. Михайлова

Уральский федеральный университет имени первого Президента России
Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Цель исследования – установление границ применимости классической кинетики ядерного реактора, которая является приближенной. Представление цепной ядерной реакции в виде марковской цепи позволило использовать ее для разработки кинетики ядерного реактора. Составленные и решенные уравнения этой кинетики не имеют приближений, что позволило принять ее в качестве базовой для определения границ применимости классической кинетики для любой длительности цепной реакции. Определены границы применимости классической кинетики. Они отсутствуют для реактивности $0,05\beta$. Для реактивности $0,05\beta$ – $0,15\beta$ границы равны $2,4$ – $0,66$ с длительностью цепной реакции для отклонения 1% от базовой кинетики. Для отклонения 5% они равны 11 – $3,7$ с, для отклонения 10% они равны 30 – $7,7$ с. Для реактивности $0,15\beta$ – $0,3\beta$ границы равны $0,66$ – $0,28$ с для отклонения 1% . Для отклонения 5% они равны $3,7$ – $1,5$ с, для отклонения 10% они равны $7,7$ – $3,1$ с. Установлена граница вводимой реактивности $0,05\beta$, ниже которой в классической кинетике возможно применить метод разделения переменных для вывода основных уравнений кинетики точечного реактора. Дополнительно установлены основные причины приближенных уравнений и их решений в классической кинетике.

Ключевые слова: граница применимости; кинетика; марковская цепь; точечный реактор; цепная ядерная реакция; ядерный реактор.

1. Введение

Обоснование безопасного поведения ядерного реактора в нестационарных процессах (кинетика) [1] используется на основе решения нестационарных уравнений переноса нейтронов в диффузионном приближении классической кинетики [2]. Однако решения ее уравнений носят приближенный характер даже при использовании вычислительных машин как во времена формирования классической кинетики [2], так и в настоящее время [1].

Изучение такого состояния показало, что в классической кинетике для решения нестационарного уравнения переноса нейтронов разработано несколько приближенных методов [2–4]. Их модернизация и ввод новых методов решения уравнения кинетики [5, 6] сохранили приближенный характер вывода и решения уравнений кинетики. Современная систематизация [1, 7] сохранила исходное нестационарное уравнение переноса нейтронов в диффузионном приближении классической кинетики. Регулярный обзор баз данных с момента издания последней монографии по кинетике [1] не обнаружил публикаций по рассматриваемой теме исследования.

Проведенный анализ показал [8], что причинами приближенности классической кинетики являются:

- во-первых, сложность решения интегро-дифференциальных уравнений, выведенных на основе теории переноса нейтронов;
- во-вторых, представление цепной ядерной реакции (ЦЯР) в виде непрерывных процессов диффузии нейтронов и их переноса, что не полностью соответствует дискретным процессам ЦЯР.

Первое обстоятельство вызвано разной природой входящих в уравнения функций, что требует применения разных математических исчислений – дифференцирование параметров, зависящих от времени и координат вследствие их непрерывных распределений, и интегрирование параметров, зависящих от энергии вследствие ее скачкообразного изменения [2]. Относительно точное решение удается получить лишь для точечной модели реактора [2], в которой нейтроны имеют одинаковую энергию, а функции плотности нейтронов и предшественников запаздывающих нейтронов (предшественники) допускают разделение переменных координат и времени, что возможно лишь при нахождении реактора в близком к критическому состоянию [3].

Вторым обстоятельством является приближение кинетики к непрерывному распределению диффузии и переноса нейтронов, в то время как даже классическая кинетика признает их дискретность и стохастичность [4].

Использование приближенных результатов решений уравнений классической кинетики (особенно при неопределенности границ вводимой реактивности и времени ее действия) может привести к неправильной оценке последствий аварийных ситуаций относительно сохранения ядерной безопасности и влияния на жизнедеятельность человека и экологическую обстановку.

В [8] показана некорректность принятия в классической кинетике цепной реакции как единого нейтронного цикла, в то время как она по определению является цепью последовательных циклов деления. Это позволяет рассматривать диффузию и перенос нейтронов только внутри каждого цикла, которые образуют выходную плотность нейтронов, являющуюся входной плотностью нейтронов следующего цикла. Таким образом, можно предположить, что ЦЯР представляет собой марковскую цепь последовательности событий, в которой вероятность каждого события зависит от предыдущего события.

Цель исследования – установление границ применимости приближенной классической кинетики ядерного реактора на основе точной теории Марковской цепи.

Актуальность исследования определяется необходимостью установления границ использования приближенной классической кинетики при обосновании безопасности поведения ядерного реактора в нестационарных процессах [1] для предотвращения неправильной оценки последствий аварийных ситуаций.

В исследовании рассматривается тепловой ядерный реактор в точечной модели с однорупповым представлением запаздывающих нейтронов, который не имеет внешних обратных связей (далее – точечный реактор). Такой выбор позволяет учитывать лишь непосредственные нейтронно-физические процессы активной зоны реактора и как можно глубже понять их природу [1] и влияние на аварийные ситуации.

2. Материалы и методы

Сравнительный анализ производится численным методом поциклового сличения решений уравнений классической кинетики и Марковской кинетики с определением относительных уровней расхождений в диапазоне 1–10 % для разных величин вводимых реактивностей.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Вывод уравнений кинетики марковской цепной реакции

Как отмечено выше, марковская цепь является последовательностью событий, в которой вероятность каждого события зависит от предыдущего события. Для физики понятие «цепная ядерная реакция» применимо, если доказано, что (а) она является последовательностью циклов деления и (b) вероятность образования нового цикла деления определяется только выходной плотностью нейтронов предыдущего цикла. Так как физика ЦЯР по определению является цепью циклов деления, выходная

плотность нейтронов каждого из которых является входной плотностью нейтронов последующего цикла, то выполняются оба условия отнесения ЦЯР к марковской цепи.

Физика ЦЯР рассматривает два разных процесса образования нейтронов: (с) дискретное скачкообразное образование мгновенных нейтронов в начале каждого цикла и (d) непрерывное поступление запаздывающих нейтронов распада предшественников рассматриваемого цикла и нераспавшихся предшественников предшествующих циклов [8]. В [8] для стационарного режима установлена величина плотности нераспавшихся предшественников предыдущих циклов, которая определяется формулой:

$$C/n_0 = \beta \exp(-\lambda\tau) / [1 - \exp(-\lambda\tau)], \quad (1)$$

где:

C – плотность нераспавшихся предшественников предыдущих циклов (см^{-3});

n_0 – плотность нейтронов в конце цикла (см^{-3});

β – эффективная доля запаздывающих нейтронов в общем количестве нейтронов, образующихся в цикле (0,0065 для урана-235);

λ – постоянная распада предшественников ($0,0767 \text{ с}^{-1}$ для урана-235);

τ – средняя длительность цикла (0,001 с для теплового реактора).

Из (1) следует, что плотность предшественников предыдущих циклов примерно в 13 тыс. раз больше плотности предшественников, образующихся в рассматриваемом цикле ($C/n_0\beta$). Таким образом, подавляющее образование запаздывающих нейтронов в каждом цикле происходит от нераспавшихся предшественников предыдущих циклов.

Стационарный режим. В данном режиме плотность нейтронов (мощность реактора) в конце каждого цикла имеет одинаковую величину, т. е. эффективный коэффициент размножения реактора (количество нейтронов деления в реакторе при поглощении одного нейтрона [3]) остается постоянным от цикла к циклу ЦЯР.

После деления ядер в начале «нового» цикла образуются мгновенные нейтроны с плотностью $\nu n_0(1 - \beta) \text{ см}^{-3}$ и «новые» предшественники с плотностью $\nu n_0\beta \text{ см}^{-3}$, где ν – полное число нейтронов, испускаемых в цикле на одно деление [2].

В течение цикла ядерные реакции взаимодействия нейтронов снижают плотности мгновенных и запаздывающих нейтронов из-за их утечки и поглощения без деления в ядрах активной зоны. В конце цикла исходное количество ν нейтронов снижается до одного нейтрона на одно деление, которые поглощаются делящимися ядрами, производя их деление. Поэтому баланс плотностей нейтронов в начале и в конце цикла деления ядер составляет:

$$n_0(1 - \beta) + [n_0\beta e / (1 - e) + n_0\beta](1 - e) = n_0, \quad (2)$$

где:

первый член – плотность мгновенных нейтронов в конце цикла (см^{-3});

первый член в квадратных скобках – плотность C «старых» предшественников в конце цикла (см^{-3});

$e \equiv \exp(1 - \lambda\tau)$ – оператор распада предшественников в течение одного цикла;

второй член в квадратных скобках – плотность «новых» предшественников в начале цикла (см^{-3});

множитель квадратной скобки – оператор распада предшественников.

Этот баланс показывает, что нейтроны образуются в начале цикла и в течение цикла, а в конце цикла поглощаются в делящихся ядрах. В результате плотность нейтронов в конце цикла n_0 (см^{-3}) сохраняется от цикла к циклу, образуя тем самым стационарный режим реактора.

Таким образом,

– основным источником поступления запаздывающих нейтронов в цикл являются нераспавшиеся предшественники предыдущих циклов;

– вследствие малой длительности цикла целесообразно запаздывающие нейтроны учитывать единой группой со средневзвешенной постоянной распада, т. к. они формируются и полностью поглощаются в течение единого цикла;

– среднее время жизни как мгновенных, так и запаздывающих нейтронов равно длительности цикла, поэтому целесообразно считать поколением нейтронов в ЦЯР мгновенные и запаздывающие нейтроны, которые образуются в течение цикла и поглощаются в конце этого цикла.

Нестационарный режим. При изменении размножения нейтронов в активной зоне плотность нейтронов (мощность реактора) изменяется, т. е. в реакторе образуется нестационарный режим. Действительное ее поведение в реакторе определяется на основе решения уравнения кинетики точечного реактора при вводе в него постоянно действующего скачка коэффициента размножения (ступенчатый ввод реактивности [3]), например, путем моделирования скачкообразного извлечения стержня-поглотителя нейтронов из активной зоны. Это означает, что изменение эффективного коэффициента размножения производится в конце «старого» цикла с $k_0 = 1$ до $k = (1 + \Delta k)$. Деление в начале «нового» цикла образует мгновенные нейтроны с плотностью $vk n_0(1 - \beta)$ (см^{-3}) (с учетом произошедшего в конце предыдущего цикла изменения коэффициента размножения), плотность «новых» предшественников – $vk n_0 \beta$ (см^{-3}). Плотность «старых» предшественников не изменяется и сохраняет исходную плотность $n_0 \beta e / (1 - e)$ (см^{-3}), т. к. она образовалась до ввода изменения размножения в конце «старого» цикла [8].

Баланс плотности нейтронов в конце первого цикла после изменения коэффициента размножения активной зоны изменится в сравнении с исходным балансом плотности до:

$$n_1 = kn_0(1 - \beta) + [n_0 \beta e / (1 - e) + kn_0 \beta](1 - e) = kn_0(1 - \beta e) + n_0 \beta e, \quad (3)$$

где:

n_1 – плотность нейтронов в конце 1-го цикла после ввода реактивности (см^{-3});

1-й член – плотность мгновенных нейтронов с учетом изменения размножения;

2-й член в квадратных скобках – плотность «новых» предшественников с учетом изменения размножения;

1-й член в квадратных скобках – исходная плотность предшественников с учетом невливания на нее изменения коэффициента размножения.

Аналогично плотность нейтронов в конце второго цикла после изменения размножения активной зоны в конце первого цикла изменится в сравнении с исходной плотностью до:

$$n_2 = kn_1(1 - \beta) + [n_0 \beta e / (1 - e) + kn_1 \beta + \langle kn_0 \beta e \rangle](1 - e) = \\ = kn_1(1 - \beta e) + n_0 \beta e + \langle kn_0 \beta e \lambda \tau \rangle, \quad (4)$$

где:

n_2 – плотность нейтронов в конце второго цикла после ввода реактивности (см^{-3});

$kn_0 \beta e \lambda \tau$ – плотность «новых» предшественников первого цикла с учетом их распада во втором цикле с учетом $(1 - e) \approx \lambda \tau$ из малости последнего (см^{-3}).

Аналогично баланс третьего цикла составляет:

$$n_3 = kn_2(1 - \beta) + \left[\frac{n_0 \beta e}{(1 - e)} + kn_2 \beta + \langle kn_0 \beta e^2 + kn_1 \beta e \rangle \right] (1 - e) = \\ = kn_2(1 - \beta e) + n_0 \beta e + \langle kn_0 \beta (e \lambda \tau)^2 + kn_1 \beta (e \lambda \tau) \rangle, \quad (5)$$

где:

n_3 – плотность нейтронов в конце третьего цикла после ввода реактивности (см^{-3});

$\langle kn_0 \beta (e \lambda \tau)^2 + kn_1 \beta (e \lambda \tau) \rangle$ – плотность «новых» предшественников первого и второго

циклов с учетом их распада в этих циклах (см^{-3});

Подстановка (2), (3) в (4) позволяет составить точный рекуррентный баланс m -цикла:

$$n_m = kn_{m-1}(1 - \beta e) + n_0 \beta e + k\beta \lambda \tau [n_0 e^{m-1} + n_1 e^{m-2} + n_2 e^{m-3} + \dots + n_{m-2} e^0] \\ \equiv kn_{m-1}(1 - \beta e) + n_0 \beta e + k\beta \lambda \tau n_{m-2} [e^{m-1} + e^{m-2} + e^{m-3} + \dots + e^1 + e^0], \quad (6)$$

где:

в квадратной скобке произведена замена плотностей нейтронов каждого члена на максимальное значение n_{m-2} ;

3-й член является плотностью нераспавшихся «новых» (с момента первого ввода реактивности) предшественников в дополнение к плотности предшественников.

Замена плотностей нейтронов на n_{m-2} , во-первых, идет в запас увеличения исходной плотности предшественников и, во-вторых, позволяет учесть растущую от цикла к циклу добавку плотности нейтронов от распада «новых» предшественников предыдущих циклов. Выражение в квадратной скобке образует геометрическую прогрессию со знаменателем «е», сумма которой с учетом множителя квадратной скобки равна:

$$k\beta \lambda \tau n_{m-2} [e^{m-1} + e^{m-2} + e^{m-3} + \dots + e^1 + e^0] = k\beta n_{m-2} (1 - e^m). \quad (7)$$

Даже для максимально допустимой величины $k \equiv (1 + \beta)$, которая вызывает сверхкритический рост плотности нейтронов, величина последнего выражения с учетом $n_{m \rightarrow \infty} = \beta$ [8] не превышает ничтожно малой добавки $o(n_m) \approx 4 \cdot 10^{-5}$.

Таким образом, текущий рекуррентный член приобретает вид:

$$n_m = kn_{m-1}(1 - \beta e) + n_0 \beta e + o(n_m). \quad (8)$$

Подстановка (2) и (3) в (4) с учетом $o(n_m)$ приводит (4) к рекуррентному виду с геометрической прогрессией со знаменателем $k(1 - \beta e)$:

$$n_3/n_0 = [k(1 - \beta e)]^3 + \beta e \{ [k(1 - \beta e)]^2 + [k(1 - \beta e)] + 1 \} = \\ = [k(1 - \beta e)]^3 + \beta e \frac{[1 - k(1 - \beta e)]^3}{1 - k(1 - \beta e)} + o(n_3/n_0). \quad (9)$$

Соответственно, выходная плотность нейтронов m -цикла относится к выходной плотности исходного (нулевого) цикла стационарного режима как:

$$n_m/n_0 = [k(1 - \beta e)]^m + \beta e \frac{[1 - k(1 - \beta e)]^m}{1 - k(1 - \beta e)} + o(n_m/n_0). \quad (10)$$

Исключение из (6) добавки $o(n_m/n_0)$ в силу ее малости не является значимым приближением, т. к. ее величина не превышает $4 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, Марковская кинетика может служить базовой кинетикой ядерного реактора.

3.2. Численный эксперимент

Сравнение поведения плотности нейтронов по классической кинетике и по марковской кинетике произведено с помощью составленной вычислительной программы с шагом, равным длительности цикла, т. е. времени жизни мгновенных нейтронов, которое считается в классической кинетике минимальным временем, влияющим на поведение нейтронов [1]. Вычисления произведены в соответствии с (6) для марковской кинетики и (7) для классической кинетики [3]:

$$\frac{n_m}{n_0} = \frac{\beta}{\beta - \rho} \exp \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} t - \frac{\rho}{\beta - \rho} \exp \left(- \frac{\beta - \rho}{\tau} t \right), \quad (11)$$

где:

$\rho = (k - 1)/k$ – реактивность;

$t = m\tau$ – время с начала ввода изменения размножения (с).

На рис. 1 показано поведение относительной плотности нейтронов во времени при вводе положительной реактивности для урана-235, в т. ч. на нем показаны расхождения (отклонения) выше примерно 1 и 5 %. Эти величины будут уточнены позднее.

Наблюдаемая стабилизация уровней плотности нейтронов для марковской кинетики обусловлена задержкой на 1 цикл действия коэффициента размножения на предшественники предыдущих циклов. Такая задержка отсутствует в классической кинетике из-за распространения действия скачка на предыдущие предшественники [3], что не соответствует физике ЦЯР. Это приводит к отклонению классической кривой от базовой кривой по Марковской кинетике на 1 % при длительности ЦЯР 2 400 циклов при вводе реактивности $0,05\beta$. При вводе реактивности $0,15\beta$ такое отклонение происходит с 1 000 циклов.

На рис. 2 показаны результаты расчета верхних границ (допустимой длительности ЦЯР) применимости классической кинетики в зависимости от реактивности и отклонений от базовой кинетики (цифровые данные соответствуют точному расчету, данные трендов являются примерными).

Для реактивности ниже $0,05\beta$ применение классической кинетики практически не ограничивается.

Для реактивности в диапазоне $0,05\beta$ – $0,15\beta$ границы для теплового реактора находятся в диапазоне 2 400–660 циклов (2,4–0,66 с) для отклонения 1 % от базовой кинетики. Для отклонения 5 % они составляют соответственно 11 000–3 700 циклов (11–3,7 с), для отклонения 10 % они составляют 30 000–7 700 циклов (30–7,7 с).

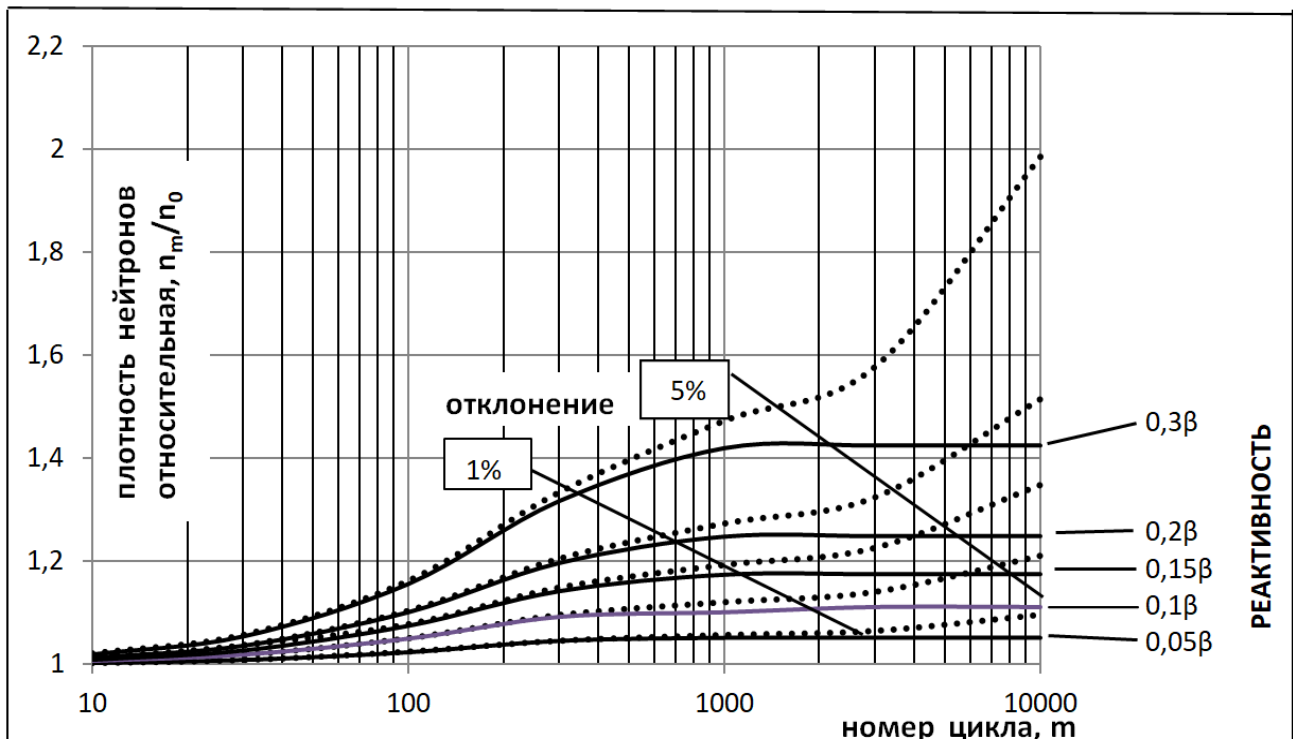


Рис. 1. Отклики плотности нейтронов точечного реактора на ступенчатый ввод положительной реактивности

— марковская кинетика (6)
 классическая кинетика (7)

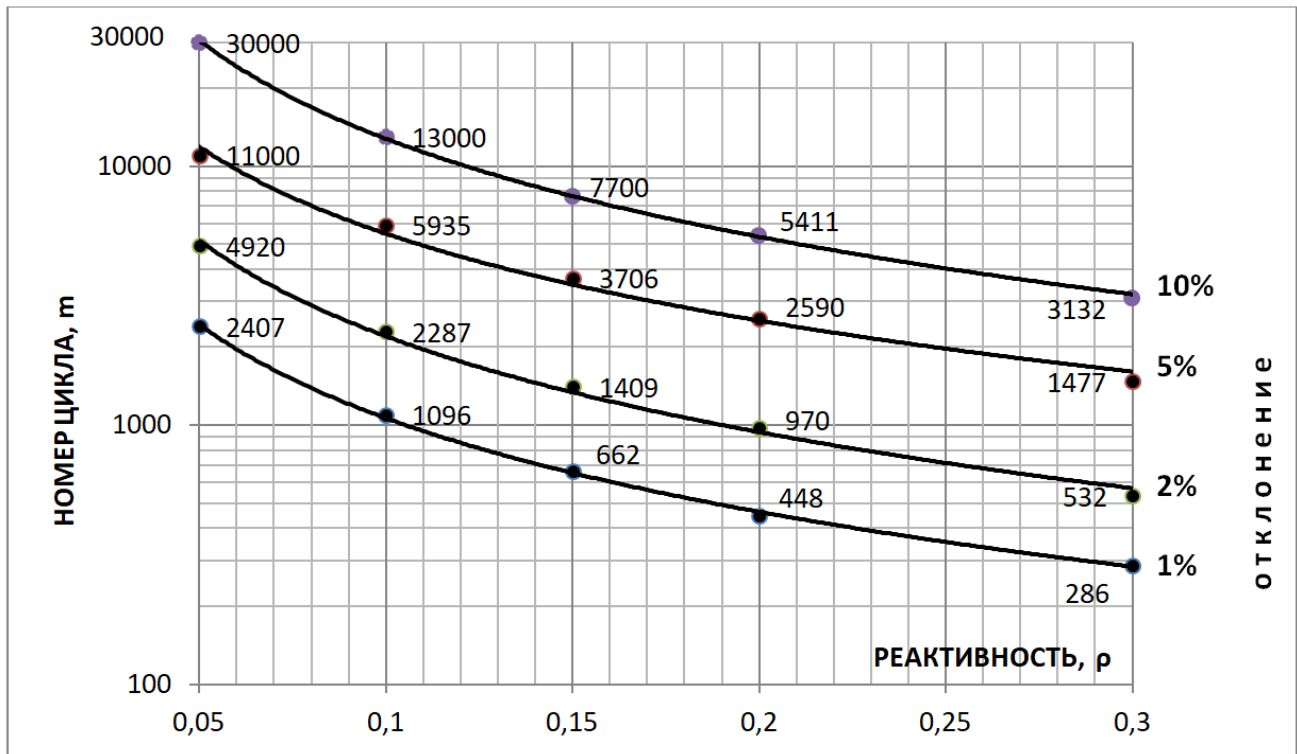


Рис. 2. Верхние границы применимости классической кинетики m в зависимости от величины вводимой реактивности ρ и отклонения (%) границ от кинетики марковской ЦЯР

Для реактивности в диапазоне $0,15\beta$ – $0,3\beta$ границы находятся в диапазоне 660–280 циклов ($0,66$ – $0,28$ с) соответственно для отклонения 1 %. Для отклонения 5 % они составляют соответственно 3 700–1 500 циклов ($3,7$ – $1,5$ с), для отклонения 10 % они составляют 7 700–3 100 циклов ($7,7$ – $3,1$ с).

4. Выводы

1. Цепная ядерная реакция деления соответствует модели марковской цепи событий, что позволило создать точную кинетику ядерного реактора.

2. Высокая точность уравнений марковской кинетики позволила установить следующие границы применимости классической кинетики в зависимости от вводимой реактивности и отклонения от базовой кинетики:

- для реактивности ниже $0,05\beta$ границы практически отсутствуют;
- для реактивности в диапазоне $0,05\beta$ – $0,15\beta$ границы находятся в диапазоне 2,4–0,66 с для теплового реактора соответственно для отклонения 1% от базовой кинетики. Для отклонения 5 % они составляют соответственно (11–3,7 с), для отклонения 10 % они составляют 30–7,7 с.

- для реактивности в диапазоне $0,15\beta$ – $0,3\beta$ границы находятся в диапазоне 0,66–0,28 с соответственно для отклонения 1 %. Для отклонения 5 % они составляют соответственно 3,7–1,5 с, для отклонения 10 % они составляют 7,7–3,1 с.

3. Определена величина $0,05\beta$ для вводимой реактивности, ниже которой в классической кинетике возможно применить метод разделения переменных координат и времени в функциях плотности нейтронов и запаздывающих нейтронов при выводе основной системы решения уравнений точечного реактора.

4. Установлено, что основным источником поступления запаздывающих нейтронов в цикл являются нераспавшиеся предшественники предыдущих циклов, т. к. их накопление от цикла к циклу (с учетом их расхода в цикле) является несущественным.

5. Список литературы

1. *Селезнев, Е. Ф.* Кинетика реакторов на быстрых нейтронах. Под. ред. акад. РАН А. А. Саркисова : Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики РАН. М. : Наука, 2013. – С. 7, 9, 117. – ISBN 978-5-00-0000000-0.
2. *Белл, Д.* Теория ядерных реакторов. / Д. Белл, С. Глесстон; пер. с англ; под ред. В. Н. Артамкина. – М. : Атомиздат, 1974. – С. 6, 7, 38–40, 369, 372.
3. *Хетрик, Д.* Динамика ядерных реакторов. / Д. Хетрик; пер. с англ. – М. : Атомиздат, 1972. – С. 3, 7–9, 11, 19, 35.
4. *Кипин, Дж. Р.* Физические основы кинетики ядерных реакторов / Дж. Р. Кипин; пер. с англ; под ред. В. А. Кузнецова. – М. : Атомиздат, 1967. – С. 299.
5. *Казанский, Ю. А.* Экспериментальные методики физики реакторов. Ю. А. Казанский. – М. Энергоиздат. 1984. – 272 с.
6. *Уолтер, А.* Реакторы-размножители на быстрых реакторах /. – А. Уолтер, А. Рейнольдс. – М. Энергоатомиздат, – 624 с.
7. Динамика ядерных реакторов / Ф. Ф. Колесов, П. А. Леппик, С. П. Павлов [и др.] / под ред. В. В. Шевелева. Ю – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 518 с.
8. *Oshkanov, N. N.* On Non-conformity of the Classical Reactor Kinetics to Physics of Chain Reaction / N. N. Oshkanov // SGEM 2018. – V.18. – Iss. 4.1. – P. 39–45. – DOI: 10.593/sgem2018/4.1 – ISBN 978-619-7408-44-7.

Сведения об авторах:

Ошканов Николай Николаевич, к. т. н., профессор, 620049, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 5, кафедра атомных станций. Эл. почта: nickolai.oshkanov@yandex.ru

Комарова Ярослава Олеговна, студентка Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Михайлова Полина Андреевна, студентка Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

COMPARATIVE ANALYSIS CLASSICAL KINETICS OF A NUCLEAR REACTOR AND KINETICS OF A MARKOV CHAIN FISSION REACTION

N. N. Oshkanov, Ya. O. Komarova, P. A. Mikhaylova

Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin

The purpose of the study was to establish the limits of applicability of classical nuclear reactor kinetics, which is an approximation. The representation of the nuclear chain reaction in the form of a Markov chain made it possible to use it for the development of nuclear reactor kinetics. The equations of this kinetics composed and solved have no approximations, which made it possible to accept it as the basic one for determining the applicability limits of classical kinetics for any duration of the chain reaction. The limits of applicability of classical kinetics have been determined. They are absent for a reactivity of 0.05β . For a reactivity of $0.05\beta-0.15\beta$, the limits are 2.4-0.66 s of chain reaction duration for a deviation of 1% from the basic kinetics. For a deviation of 5% they are 11-3.7 s, for a deviation of 10% they are 30-7.7 s. For a reactivity of $0.15\beta-0.3\beta$ the limits are 0.66-0.28 s for a deviation of 1%. For deviation 5% they are equal to 3.7-1.5 s, for deviation 10% they are equal to 7.7-3.1 s. The boundary of the input reactivity of 0.05β , below which it is possible to apply the method of separation of variables in classical kinetics to derive the basic equations of point reactor kinetics, has been established. In addition, the main reasons for approximate equations and their solutions in classical kinetics have been established.

Key words: applicability limit; kinetics; Markov chain; nuclear chain reaction; nuclear reactor; point reactor.

References

1. *Seleznev, E. F.*: Kinetics of Fast Neutron Reactors / E. F. Seleznev; Edited by Acad. RAS A. A. Sarkisov : Institute of Problems of Safe Development of Nuclear Power Engineering RAS. M. Nauka, 2013. – P. 7, 9, 117. – ISBN 978-5-00-000000-0.
2. *Bell, D.* Theory of nuclear reactors / D. Bell, S. Glesston; transl. from Engl; ed. by V. N. Artamkin. – Moscow: Atomizdat, 1974. – P. 6, 7, 38–40, 369, 372.
3. *Hetrick, D.* Dynamics of Nuclear Reactors / D. Hetrick; transl. from Engl. – M. : Atomizdat, 1972. – P. 3, 7–9, 11, 19, 35.
4. *Kipin, J. R.* Physical bases of kinetics of nuclear reactors / J. R. Kipin; transl. from English; ed. by V. A. Kuznetsov. – Moscow : Atomizdat, 1967. – P. 299.
5. *Kazanskiy, Yu. A.* Experimental Methods of Reactor Physics / Yu. A. Kazanskiy. – M.: Energoizdat, 1984. – 272 p.
6. *Walter, A.* Fast Breeder Reactors / A. Walter, A. Reynolds. – M.: Energoatomizdat, 1986. – 624 p.
7. Dynamics of Nuclear Reactors / F. F. Kolesov, P. A. Leppik, S. P. Pavlov [et al]; ed. by V. V. Shevelev. – M. : Energoatomizdat, 1990. – 516 p.
8. *Oshkanov, N. N.* On Non-conformity of the Classical Reactor Kinetics to Physics of Chain Reaction / N. N. Oshkanov // SGEM 2018. – V.18. – Iss. 4.1. – P. 39-45. – DOI: 10.593/sgem2018/4.1. – ISBN 978-619-7408-44-7.