

**МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ МГНОВЕННОГО СКАЧКА
ДЛЯ ДИНАМИКИ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА****Е.Б. Копосов**МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: evgkoposov@gmail.com

Предложена модифицированная одногрупповая модель мгновенного скачка для динамики реактора, состоящая из модели мгновенного скачка в одногрупповом приближении и адиабатического уравнения обратной связи, в которой эффективная постоянная распада ядер-предшественников запаздывающих нейтронов является функцией от возмущения по реактивности. Получено выражение для модели мгновенного скачка кинетики ядерных реакторов с учетом переменной λ . В рамках модифицированной модели получены аналитические и полуэмпирические формулы для определения основных интегральных параметров переходного процесса, таких как максимальная плотность нейтронов в импульсе, значение реактивности при максимуме плотности нейтронов, длительность импульса и время наступления максимума плотности нейтронов. Показано, что использование переменной λ позволяет существенно повысить точность определения основных интегральных параметров переходного процесса в широком интервале возмущений как непосредственно по модели, так и по предложенным формулам.

Ключевые слова: ядерный реактор, реактивность, кинетика, динамика, процесс, расчет, модель, мгновенный скачок.

**MODIFIED MODEL OF THE INSTANTANEOUS JUMP
FOR DYNAMICS OF THE NUCLEAR REACTOR****E.B. Kopusov**Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: evgkoposov@gmail.com

The paper presents a modified one-group instantaneous jump model for the reactor dynamics consisting of both the instantaneous jump model in the one-group approximation and the adiabatic equation of feedback, where an effective decay constant of precursors is a function of reactivity perturbation. An expression for the model of an instantaneous jump of nuclear reactor kinetics was obtained. λ variability was taken into account. Within the framework of the modified model analytical and semi-empirical formulae were obtained to determine the main integral parameters of the transition process, such as the maximum density of neutrons per pulse, the value of reactivity at the maximum neutron density, a pulse duration and the time of maximum neutron density. It is shown that the use of a variable λ can significantly improve the accuracy of determining the basic integral parameters of the transition process in a wide range of perturbations according to the model itself as well as to the proposed formulae.

Keywords: nuclear reactor, reactivity, kinetics, dynamics, process, computing, model, instant jump.

Модель мгновенного скачка, используемая в динамике ядерных реакторов и описанная в [1], представляет собой систему двух дифференциальных уравнений, первое из которых описывает нейтронную

кинетику в приближении мгновенного скачка, а второе — адиабатическую обратную связь по температуре:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{1}{\beta - \rho} \left(\lambda \rho + \frac{d\rho}{dt} \right) n; \\ \frac{d\rho}{dt} = -\alpha k n, \end{cases} \quad (1)$$

где β — доля запаздывающих нейтронов; λ — эффективная постоянная распада ядер-предшественников; α — температурный коэффициент реактивности; k — величина, обратная теплоемкости реактора.

Модель мгновенного скачка динамики позволяет изучать изменение плотности нейтронов n в реакторе в диапазоне положительных возмущений ρ_0 , ограниченных по уровню снизу применением адиабатической модели обратной связи, погрешность от использования которой растет с уменьшением скорости процесса, а сверху — ростом погрешности при приближении возмущения к значению β , что характерно для кинетической модели мгновенного скачка.

Внутренняя противоречивость модели приводит к тому, что в широком диапазоне возмущений ее погрешности достаточно велики, даже в центральной области возмущений $0 < \rho < \beta$ — собственно области применения этой модели, при этом увеличиваются по мере приближения к границам интервала.

Это обусловлено тем, что используемое в одnogрупповой модели значение постоянной распада ядер-предшественников λ неизменно во время всего переходного процесса. Оно определяется в кинетике реактора [1, 2] из условия выполнения для одnogрупповой модели такого же соотношения между асимптотическим периодом реактора и его реактивностью, как для шестигрупповой модели при возмущениях по реактивности, стремящихся к нулю. Для ^{235}U при делении на тепловых нейтронах $\lambda = 0,0767$ [1].

В то же время при подаче положительного возмущения ρ_0 реактивность в течение переходного процесса изменяется вследствие адиабатической обратной связи в интервале от $+\rho_0$ до $-\rho_0$. Это приводит к тому, что соотношение между асимптотическим периодом реактора и реактивностью в течение процесса существенно изменяется.

Это объясняется изменением структуры ядер-предшественников при изменении не только модуля скорости изменения плотности нейтронов, но и ее знака. На рис. 1 приведены зависимости изменения относительной концентрации различных групп ядер-предшественников (нормированных на полную концентрацию всех групп ядер-предшественников) в области установившегося периода от возмущения по реактивности в диапазоне изменения реактивности, соответствующем области применения модели.

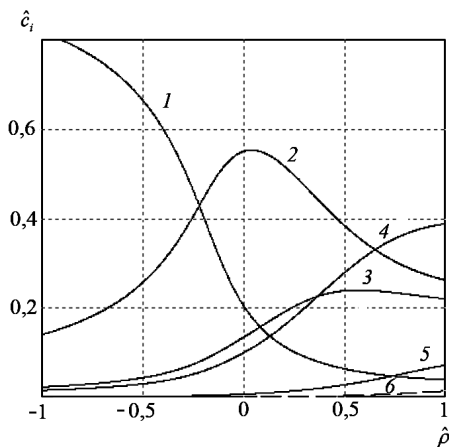


Рис. 1. Изменения относительной концентрации различных групп ядер-предшественников в области установившегося периода от возмущения по реактивности. Номера кривых соответствуют номерам групп ядер-предшественников

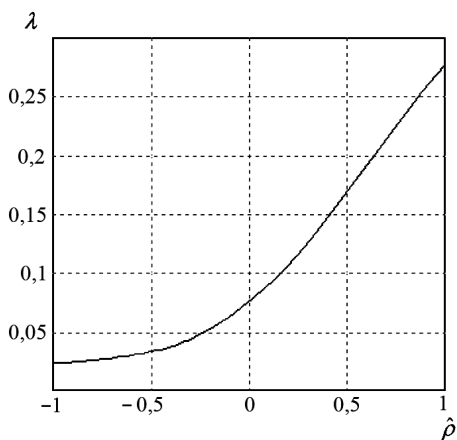


Рис. 2. Изменение постоянной распада λ при изменении возмущения по реактивности вследствие трансформации относительной концентрации различных групп ядер-предшественников

Отметим, что доля первой (самой долгоживущей группы с $\lambda_1 = 0,0124 \text{ с}^{-1}$) изменяется в интервале от $+\beta$ до $-\beta$ ($+1 > \hat{\rho}_0 > -1$, где $\hat{\rho}_0 = \rho_0/\beta$ с 4,02 % до 81,8 %, т.е. более чем в 20 раз. В то же время в группах с малым периодом полураспада наблюдается противоположная тенденция. Так, доля четвертой группы ($\lambda_4 = 0,301 \text{ с}^{-1}$) изменяется с 38,9 % до 1,63 %, доля пятой группы ($\lambda_5 = 1,14 \text{ с}^{-1}$) — с 7,28 % до 0,122 % и шестой (самой короткоживущей с $\lambda_6 = 3,01 \text{ с}^{-1}$) — с 1,48 % до 0,0167 %.

Все это приводит к тому, что эффективное значение λ , вычисляемое как [3]

$$\lambda = \frac{\sum_i \lambda_i c_i}{\sum_i c_i},$$

изменяется в интервале от $+\beta$ до $-\beta$ (см. рис. 2) от $0,278 \text{ с}^{-1}$ до $0,0239 \text{ с}^{-1}$, что соответствует изменению среднего времени жизни запаздывающих нейтронов от 3,6 с до 41,9 с, т.е. более чем на порядок.

При таком значительном изменении параметров запаздывающих нейтронов во время процесса неудивительны большие погрешности при использовании этой модели с одной группой запаздывающих нейтронов и с неизменными их характеристиками, имеющими значения, соответствующие среднему значению реактивности в процессе. Очевидно и увеличение погрешности модели, обусловленной нейтронно-

кинетическими процессами, с ростом начального возмущения, поскольку это приводит к большему интервалу изменения параметров запаздывающих нейтронов в данном процессе.

Поэтому целесообразно использовать для модели мгновенного скачка динамики одnogрупповую модель кинетики в приближении мгновенного скачка с λ , изменяющейся от значения возмущения по реактивности [4, 5]. Аппроксимация функции $\lambda(\hat{\rho}_0)$ (см. рис. 2) полиномом второй степени дает хорошие результаты. Увеличение степени полинома усложняет зависимость, что не приводит в данном случае к заметному улучшению результата. Для сравнения приведены полиномиальные коэффициенты для обоих случаев, полученные методом наименьших квадратов: [0,0798; 0,1308; 0,0764] и [0,0798; 0,1379; 0,0764; -0,0107] — для полиномов второй и третьей степеней соответственно. На приведенном графике (см. рис. 2) аппроксимирующие зависимости не представлены, так как обе практически совпадают с аппроксимируемой зависимостью. Невозможность использования полинома первой степени очевидна.

Использование в системе уравнений (1) переменной λ в форме

$$\lambda = 0,0798 + 0,1308\hat{\rho} + 0,0764\hat{\rho}^2 \quad (2)$$

позволяет получить значительно лучшее соответствие результатам, полученным с использованием для описания кинетики реактора шести-групповой модели по такому важному параметру, как максимальное значение плотности нейтронов в переходном процессе. Однако непосредственный расчет по системе уравнений (1) с учетом изменения λ согласно (2) показывает, что окончание процесса имеет место при конечном значении реактивности, меньшем $-\rho_0$, что противоречит адиабатической модели.

Причиной этого является то, что при выводе первого уравнения системы (1) кинетической модели мгновенного скачка принималось, что значение λ — константа и производная от нее равна нулю. При использовании модели с изменяющимся значением λ это предположение становится несправедливым и корректный вывод первого уравнения с учетом изложенного дает результат

$$\frac{dn}{dt} = \left[\frac{1}{\beta - \rho} \left(\lambda\rho + \frac{d\rho}{dt} \right) + \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt} \right] n. \quad (3)$$

Уравнение (3) совместно со вторым уравнением системы (1) и учетом аппроксимационной зависимости (2) дает модернизированную систему дифференциальных уравнений модели мгновенного скачка динамики с учетом переменности λ :

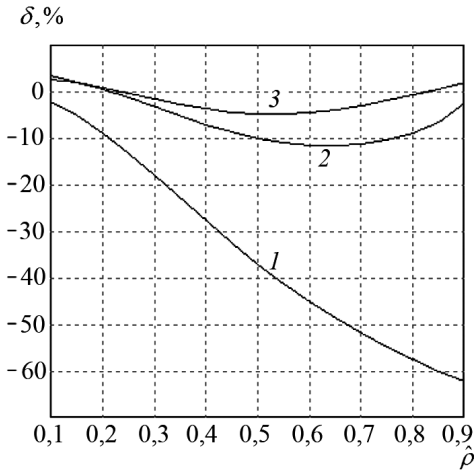


Рис. 3. Изменение относительной погрешности определения максимального значения плотности нейтронов при расчете по классической модели мгновенного скачка (кривая 1), модернизированной модели (кривая 2) и по формуле (8) (кривая 3)

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \left[\frac{1}{\beta - \rho} \left(\lambda \rho + \frac{d\rho}{dt} \right) + \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt} \right] n; \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\alpha kn; \\ \lambda &= 0,0798 + 0,1308\hat{\rho} + 0,0764\hat{\rho}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

На целесообразность ее применения указывает рис. 3, на котором приведены зависимости относительной погрешности определения максимального значения плотности нейтронов при расчете по классической модели мгновенного скачка (кривая 1) и модернизированной модели (кривая 2). Зависимости представлены в интервале изменения нормированной реактивности $0,1 \leq \hat{\rho}_0 \leq 0,9$. Отсутствие в рассмотрении интервалов $0 < 0,1$ и $0,9 < 1,0$ обусловлено плохой адекватностью модели в этой области в силу указанных ранее причин. Конечно, следует иметь в виду, что эти зависимости никоим образом не учитывают погрешности, обусловленные принимаемой адиабатичностью процесса, и отражают лишь погрешности описания нейтронной кинетики.

Погрешность классической модели мгновенного скачка монотонно возрастает по модулю и при значительных начальных возмущениях, близких к доле запаздывающих нейтронов, превышает 60%. В то же время модуль относительной погрешности модернизированной модели не превышает во всем представленном интервале возмущений значения 12%. Его максимум приходится на область $\hat{\rho}_0 \sim 0,6$. Исключением является область, непосредственно прилегающая к мгновенной критичности, где погрешность резко возрастает, что определяется самими упрощающими положениями кинетической модели мгновенного скачка.

Для этого значения начального возмущения и времени жизни мгновенных нейтронов $\ell = 10^{-3}$ с приведены сравнительные результаты

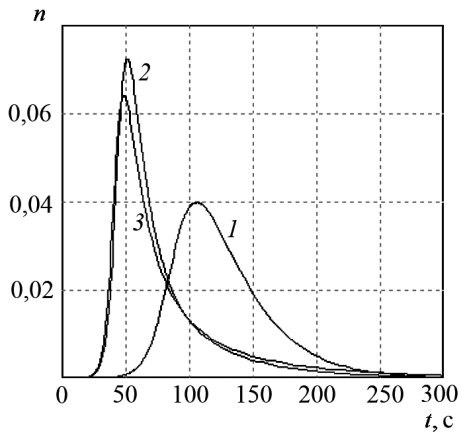


Рис. 4. Зависимости изменения плотности нейтронов во времени:

кривая 1 — для классической модели мгновенного скачка; кривая 2 — для шестигрупповой модели с обратной связью; кривая 3 — для модернизированной модели мгновенного скачка

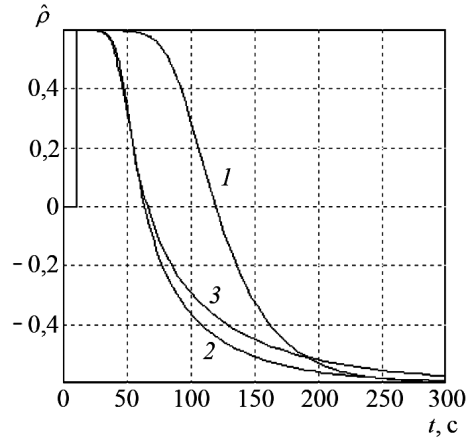


Рис. 5. Зависимости изменения реактивности (нормированной на β) (обозначения см. рис. 4)

расчетов переходного процесса. На рис. 4 представлены зависимости изменения плотности нейтронов во времени, на рис. 5 — реактивности (нормированной на β), на рис. 6 — фазовый портрет $n = f(\rho)$. Время подачи возмущения составляет 10 с, цифрой 1 обозначены зависимости для классической модели мгновенного скачка, цифрой 2 — для шестигрупповой модели с обратной связью (второе уравнение системы (1)), цифрой 3 — для модернизированной модели мгновенного скачка.

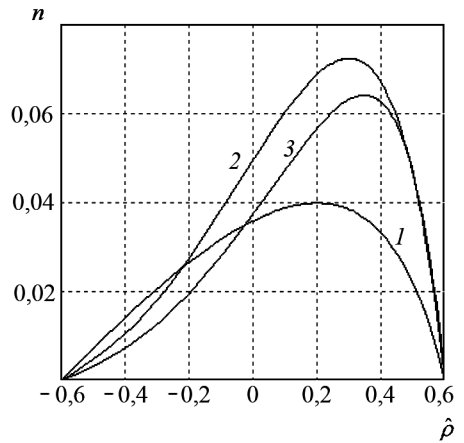


Рис. 6. Траектории процессов в фазовой плоскости n, ρ (обозначения см. рис. 4)

Из приведенных зависимостей следует хорошее соответствие зависимостей модернизированной модели и шестигрупповой модели. Графики плотности нейтронов на рис. 4 практически сливаются в одну временную зависимость, только несколько расходясь в области максимума. При этом необходимо подчеркнуть, что представлены зависимости для значения возмущения, дающего наибольшую относительную погрешность.

Также очень близки и зависимости для изменения реактивности (см. рис. 5), хотя здесь отличие их на больших временах становится

заметнее. Фазовые траектории (см. рис. 6) также полностью совпадают на начальном участке и начинают расходиться только в области максимума. Классическая модель мгновенного скачка (кривые 1) заметно отличается от шестигрупповой модели на всех приведенных зависимостях.

Из системы (1) может быть получена траектория процесса в плоскости n, ρ . В предположении малости начальной плотности нейтронов n_0 сравнительно с максимальным его значением в процессе n_{\max} выражение траектории имеет вид [1]

$$n = \frac{\lambda(\rho_0^2 - \rho^2)}{2\alpha k(\beta - \rho)}. \quad (5)$$

Зависимость $n(\rho)$, рассчитанная по формуле (5) с учетом зависимости $\lambda(\rho)$ (2), графически полностью совпадает с зависимостью (см. рис. 6) для модифицированной модели мгновенного скачка (кривая 3).

Модель мгновенного скачка в форме (1) с постоянной λ в предположении $n_0 \approx 0$ имеет аналитическое решение [1] для максимального значения плотности нейтронов и величины реактивности, при котором это значение реализуется:

$$n_{\max} = \frac{\lambda}{\alpha k} \left(\beta - \sqrt{\beta^2 - \rho_0^2} \right) \quad (6)$$

и

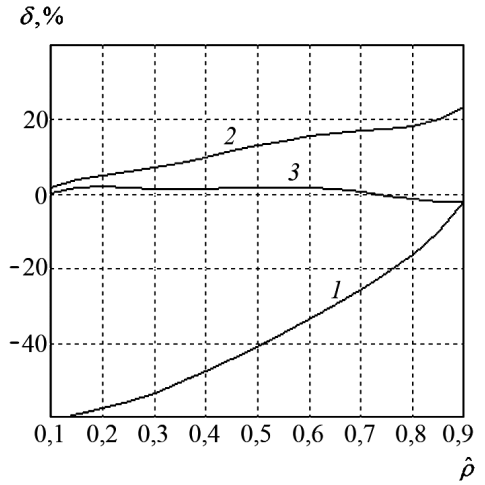
$$\rho_m = \beta - \sqrt{\beta^2 - \rho_0^2}.$$

Однако, как следует из рис. 3, погрешность нахождения n_{\max} во всей области возмущений, исключая достаточно малые, слишком велика, чтобы выражения (6) имели реальную практическую ценность во всем интервале возможных изменений возмущения. Здесь необходимо отметить еще, что как раз в области очень малых возмущений погрешности модели мгновенного скачка начинают существенно возрастать из-за некорректности при малых скоростях процесса адиабатической модели, что не может быть учтено в рамках рассматриваемых моделей.

Это же относится и к определению ρ_m . Приведенные на рис. 7 зависимости относительных погрешностей нахождения реактивности, в которой реализуется максимум плотности нейтронов в реакторе, показывают, что погрешности модифицированной модели (кривая 2) существенно меньше классической модели мгновенного скачка (кривая 1).

В силу того, что выражение для dn/dt в предложенной модели (3) отличается от классического (1) и зависимость $\lambda(\rho)$ представляется в форме полинома второй степени (2), получение корректного выражения для максимального значения плотности нейтронов аналитическим путем не представляется возможным, поскольку приводит к уравнению четвертой степени общего вида.

Рис. 7. Изменение относительной погрешности определения $\hat{\rho}_m$ относительно шестигрупповой модели для классической модели мгновенного скачка (кривая 1), для шестигрупповой модели с обратной связью (кривая 2), для расчета по формуле (9) (кривая 3)



Нахождение максимального значения плотности нейтронов из условия $dn/dt = 0$ для выражения (3) с учетом второго уравнения системы (1) и выражения для $\lambda(\rho)$ в форме (2) приводит к соотношению

$$n_{\max} = \frac{\lambda_m \hat{\rho}_m \beta}{\alpha k \left[1 + \frac{a_1}{\lambda_m} + \left(\frac{2a_2}{\lambda_m} - \frac{a_1}{\lambda_m} \right) \hat{\rho}_m - \frac{2a_2}{\lambda_m} \hat{\rho}_m^2 \right]}. \quad (7)$$

Анализ численных значений коэффициентов полинома в знаменателе показывает, что свободный член $1 + a_1/\lambda_m$ заметно превышает значения членов с первой и второй степенями $\hat{\rho}_m$. Это справедливо в достаточно широкой области изменения начального возмущения по реактивности за исключением лишь области, непосредственно прилегающей к мгновенной критичности, тем более, что имея различные знаки, эти члены взаимно снижают влияние на окончательный результат.

Это дает основание при невозможности получения корректного решения пренебречь в первом приближении их вкладом. Тогда соотношение (7) превращается в достаточно простое выражение

$$n_{\max} = \frac{\lambda \hat{\rho}_m \beta}{\alpha k \left[1 + \frac{a_1}{\lambda} \right]}.$$

Рассматривая это выражение совместно с зависимостью (5) для плотности нейтронов при $\rho = \rho_m$, которое при использовании нормированных величин реактивности $\hat{\rho} = \rho/\beta$ имеет вид

$$n_{\max} = \frac{\lambda (\hat{\rho}_0^2 - \hat{\rho}_m^2)}{2\alpha k (1 - \hat{\rho}_m)} \beta, \quad (8)$$

получаем квадратное уравнение относительно $\hat{\rho}_m$, решением которого

будет

$$\hat{\rho}_m = \sqrt{\frac{\lambda^2}{a_1^2} + \left(1 + \frac{\lambda}{a_1}\right) \hat{\rho}_0^2} - \frac{\lambda}{a_1}. \quad (9)$$

Конечно, и λ в этом выражении также является функцией возмущения и ее значение должно соответствовать реактивности $\hat{\rho}_m$, однако, с достаточной точностью значение λ_m может быть найдено одной итерацией последовательного расчета по формуле (6) для $\hat{\rho}_m$, далее по (2) для нахождения λ_m для последующего использования в формуле (9).

Подстановка полученного значения $\hat{\rho}_m$ в выражение для n_{\max} (8) позволяет определить значение максимальной плотности нейтронов. Естественно, здесь λ также учитывает зависимость от реактивности и определяется согласно (2).

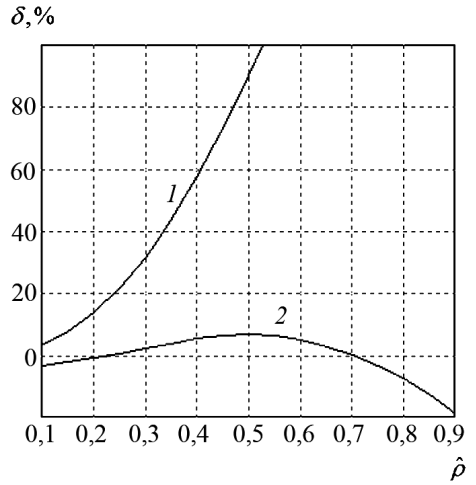
Несмотря на очевидные упрощения, принятые при получении простых алгебраических выражений для оценки максимальной плотности нейтронов n_{\max} и соответствующей этому моменту времени реактивности $\hat{\rho}_m$, их использование дает результаты, близкие к результатам расчета процесса по шестигрупповой модели.

На рис. 3 приведен график относительной погрешности определения n_{\max} по полученным формулам относительно шестигрупповой модели (кривая 3). Видно, что погрешности оценки максимального значения плотности нейтронов не превышают во всем рассматриваемом диапазоне нескольких процентов. Это подтверждает допустимость принятых при выводе полученных формул упрощающих положений.

Аналогичная ситуация, хотя и с несколько большими значениями погрешностей имеет место и для определения $\hat{\rho}_m$. Соответствующие зависимости относительных погрешностей от начального возмущения приведены на рис. 7. По этому параметру максимальная погрешность модифицированной модели относительно шестигрупповой (кривая 2) лишь немного превышает 20% на границе рассмотренного интервала, а результат расчета по формуле (9) — лишь несколько процентов (кривая 3). Это существенно меньше, чем погрешности классической модели мгновенного скачка (кривая 1).

Одним из интегральных параметров модели является длительность импульса, которая в общем виде может определяться как время между передним и задним фронтами импульса на уровне, соответствующем 50% максимального значения [6]. Отсутствие аналитического решения модели мгновенного скачка не позволяет корректно аналитически оценить эту величину. Однако проведение численных расчетов показывает, что длительность импульса, определяемого таким образом, у классической модели мгновенного скачка существенно отличается от

Рис. 8. Изменение относительной погрешности определения длительности импульса относительно шестигрупповой модели для классической модели мгновенного скачка (кривая 1) и модифицированной одногрупповой модели (кривая 2)



результатов шестигрупповой модели (см. рис. 8, кривая 1), в то время, как модифицированная модель обеспечивает погрешность, не более 20 % (кривая 2).

В работе [1] приводится полуэмпирическая оценка длительности импульса, основанная на вычислении отношения энергии, выделившейся в импульсе, к максимальному значению плотности нейтронов для модели Нордгейма – Фукса. Сравнение этого метода оценки с результатами, полученными из аналитического решения для этой модели, показывают хорошее соответствие. Однако в рамках модели Нордгейма – Фукса быстрый импульс плотности нейтронов симметричен, в то время как импульс плотности нейтронного потока в модели мгновенного скачка в значительной степени несимметричен из-за вклада запаздывающих нейтронов и эта асимметрия увеличивается по мере увеличения величины возмущения по реактивности.

Тем не менее, поскольку энергия, выделившаяся в импульсе при использовании адиабатической модели, вычисляется как величина, пропорциональная

$$\int_0^{\infty} n dt = \frac{2\rho_0}{\alpha k}, \tag{10}$$

а значение максимальной плотности нейтронного потока может быть вычислено по формуле (8), то возможно проведение оценки длительности импульса аналогично [1].

В результате расчетов выявлено (кривая 2, рис. 9, а), что в рассматриваемом интервале изменения возмущения по реактивности $0,1 < \hat{\rho} < 0,9$ погрешности определения по этой методике для модифицированной модели не превышают 12 % относительно аналогичной оценки для шестигрупповой модели с адиабатической обратной связью, что можно считать вполне удовлетворительным. Расчеты по

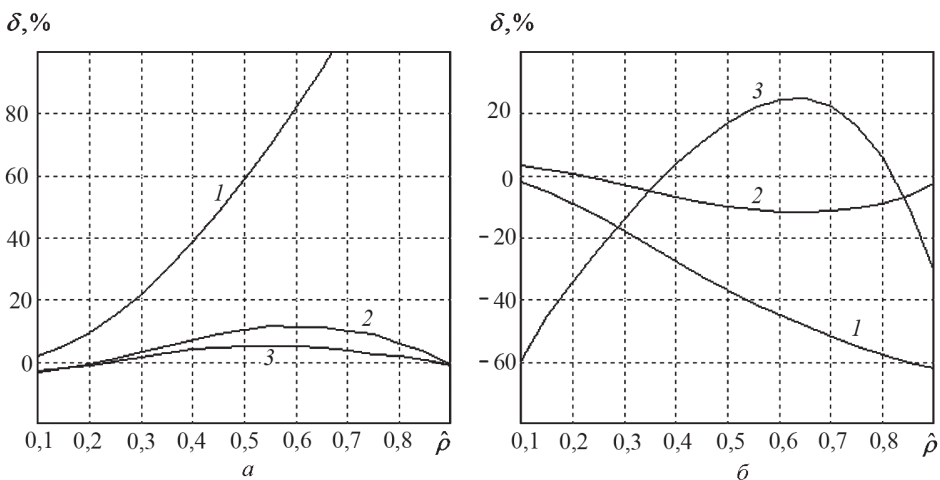


Рис. 9. Изменение относительной погрешности оценки длительности импульса согласно [1] (а) и времени наступления максимума плотности нейтронов (б) относительно шестигрупповой модели для классической модели мгновенного скачка (кривые 1), модифицированной одногрупповой модели (кривые 2) и расчета по формулам (8), (10) и (11) (кривые 3)

формулам (8) и (10) дают еще меньшую погрешность (кривая 3). В то же время погрешности определения этого параметра для классической модели мгновенного скачка достигают недопустимых значений (кривая 1).

Аналогичные проблемы, обусловленные отсутствием аналитического решения, возникают и при оценке времени достижения максимального значения плотности нейтронов t_m . В исследованном интервале возмущений $0,1 < \hat{\rho} < 0,9$ он изменялся от 500 с до 20 с. В работе [7] предложено полуэмпирическое соотношение для определения аналогичного параметра для модели Нордгейма – Фукса, которое показало малый уровень погрешности сравнительно с теоретическим решением модели Нордгейма – Фукса

$$t_m = t_1 + t_2 = \frac{1}{\omega} \left(1,75 + \ln \frac{\ell \omega^2}{2\alpha K n_0} \right), \quad (11)$$

где $\omega = \frac{\lambda \rho_0}{\beta - \rho_0}$ – обратный начальный период.

Коэффициент 1,75, используемый в формуле, обусловлен использованием теоретического решения при определении длительности импульса. Определение длительности импульса через соотношение между энергией импульса и длительностью требует значения 2 для этого коэффициента [1].

Рассчитанная по формуле (11) с коэффициентом 2 зависимость времени наступления максимума плотности нейтронов при сравнении с результатами расчетов по шестигрупповой модели дает зависимость погрешности от возмущения, представленную на рис. 9, б (кривая 3).

Видно, что для этого параметра погрешность в пределах 20% сохраняется в диапазоне изменения реактивности $0,27 < \hat{\rho} < 0,88$. При этом относительно расчета модели по системе (4) погрешность в рассмотренном интервале возмущений мала, не превосходит 12% и заметно возрастает только в области высоких значений реактивности (кривая 2). Погрешности классической модели мгновенного скачка (кривая 1) существенно выше.

Приведенные в работе расчеты проводились для времени жизни мгновенных нейтронов $\ell = 10^{-3}$ с. Изменение времени жизни мгновенных нейтронов не приводит к заметному изменению полученных результатов, что совершенно ожидаемо, поскольку скорость процессов в области до мгновенной критичности определяется практически лишь запаздывающими нейтронами (см. известные зависимости установившегося периода разгона реактора от возмущения по реактивности [8, 9]). В работе [3] проведено количественное сравнение погрешностей, получаемых при использовании единой аппроксимации для различных времен жизни для одnogрупповой модели кинетики с переменной λ . Отличие составляло только несколько процентов. Заметное влияние времени жизни на результаты оказывается только в непосредственной близости к состоянию мгновенной критичности [10], где становится некорректной уже и сама кинетическая модель мгновенного скачка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов / пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975. 400 с.
2. Ганев И.Х. Физика и расчет реактора / под общ. ред. акад. Н.А. Доллежала. М.: Энергоатомиздат, 1992. 496 с.
3. Наумов В.И. Физические основы безопасности ядерных реакторов. М.: МИФИ, 2003. 156 с.
4. Копосов Е.Б. Модифицированная одnogрупповая модель кинетики реактора с расширенной областью применения // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2013. № 4. С. 16–26.
5. Копосов Е.Б. Использование модифицированной одnogрупповой модели кинетики реактора для отрицательных возмущений по реактивности // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2014. № 4. С. 3–11.
6. Яковлев В.Н. Справочник по импульсной технике. Киев: Техника, 1970.
7. Копосов Е.Б. Аналитическое решение модели Нордгейма–Фукса // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2013. № 3. С. 3–10.
8. Емельянов И.Я., Ефанов А.И., Константинов Л.В. Научно-технические основы управления ядерными реакторами / под общ. ред. акад. Н.А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1981. 360 с.
9. Саркисов А.А., Пучков В.Н. Физика переходных процессов в ядерных реакторах / под ред. А.А. Саркисова. М.: Энергоатомиздат, 1983. 232 с.
10. Емельянов И.Я., Гаврилов П.А., Селиверстов Б.Н. Управление и безопасность ядерных энергетических реакторов. М.: Атомиздат, 1975. 280 с.

REFERENCES

- [1] Khetrik D. Russ. ed.: Dinamika yadernykh reaktorov [Dynamics of Nuclear Reactors]. Moscow, Atomizdat Publ., 1975. 400 p.
- [2] Ganev I.Kh., Dollezhal' N.A. ed. Fizika i raschet reaktora [Physics and Calculation of Reactors]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1992. 496 p.
- [3] Naumov V.I. Fizicheskie osnovy bezopasnosti yadernykh reaktorov [Physical Principles of Nuclear Reactor Safety]. Moscow, MIFI Publ., 2003. 156 p.
- [4] Koposov E.B. Modified One-Group Model of Reactor Kinetics with Extended Field of Application. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2013, no. 4, pp. 16–26 (in Russ.).
- [5] Koposov E.B. Using the Modified One-Group Model of Reactor Kinetics For Negative Perturbations of Reactivity. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2014, no. 4, pp. 3–11 (in Russ.).
- [6] Yakovlev V.N. Spravochnik po impul'snoy tekhnike [Handbook of Pulse Technology]. Kiev, Tekhnika Publ., 1970.
- [7] Koposov E.B. Analytical solution to the nordheim-fuchs model. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2013, no. 3, pp. 3–10 (in Russ.).
- [8] Emel'yanov I.Ya., Efanov A.I., Konstantinov L.V, Dollezhal' N.A. ed. Nauchno-tekhnicheskie osnovy upravleniya yadernymi reaktorami [Scientific and Technical Principles of Nuclear Reactors Control]. Moscow, Energoizdat Publ., 1981. 360 p.
- [9] Sarkisov A.A., Puchkov V.N. Fizika perekhodnykh protsessov v yadernykh reaktorakh [Physics of Transients in Nuclear Reactors]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1983. 232 p.
- [10] Emel'yanov I.Ya., Gavrillov P.A., Seliverstov B.N. Upravlenie i bezopasnost' yadernykh energeticheskikh reaktorov [Control and Safety of Nuclear Power Reactor]. Moscow, Atomizdat Publ., 1975. 280 p.

Статья поступила в редакцию 17.09.2014

Копосов Евгений Борисович — канд. техн. наук, доцент кафедры “Ядерные реакторы и установки” МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор 55 научных работ в области гидродинамики, теплофизических процессов, моделирования и управления ядерными энергетическими установками.

МГТУ им. Н.Э.Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Koposov E.B. — Cand. Sci. (Eng.), assoc. professor of the “Nuclear Reactors and Plants” Department of Bauman Moscow State Technical University. Author of 55 publications in the fields of hydrodynamics, thermophysical processes, simulation and control of nuclear power plants.

Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Пробьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Копосов Е.Б. Модифицированная модель мгновенного скачка для динамики ядерного реактора // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Машиностроение. 2015. № 3. С. 30–42.

Please cite this article in English as:

Koposov E.B. Modified Model of the Instantaneous Jump for the Dynamics of a Nuclear Reactor. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2015, no. 3, pp.30–42.