

Е. Н. Хотяинцева¹, В. Н. Хотяинцев², В. Н. Павлович¹

¹ *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

² *Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев*

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА СТАЦИОНАРНУЮ ВОЛНУ ЯДЕРНЫХ ДЕЛЕНИЙ

Исследуется волна установившейся формы в реакторе на волне ядерных делений (РВЯД). Уравнения выгорания решаются совместно с одномерным уравнением диффузии в односкоростном приближении с учетом обратной связи по температуре в простейшей форме. В работе введена и аналитически описана скоростная характеристика РВЯД. Для решений в виде стационарной волны это зависимость скорости от эффективной концентрации поглотителя. Аналитические и численные расчеты доказывают, что в реакторе с урановым циклом скоростная характеристика является двузначной, причем решения нижней ветки неустойчивы, т. е. существует минимальная скорость стационарной волны. Скоростная характеристика РВЯД формируется за счет действия трех различных механизмов обратной связи, температурного и двух кинетических, по концентрациям нестабильных нуклидов ^{239}Pu и ^{241}Pu . В зависимости от скорости влияние плутониевого механизма конкурирует с влиянием температурного и нептуниевого механизмов, которые являются однотипными и аддитивными. Показано, что при типичных значениях параметров все три механизма являются важными. Сильная отрицательная температурная обратная связь замедляет волну ядерных делений и сужает область ее существования по концентрации поглотителя.

Ключевые слова: волна ядерных делений, быстрый реактор, однопиковое приближение, волновой реактор.

Введение

В ядерных реакторах большую роль играют эффекты обратных связей. Они могут быть важными и в реакторе на волне ядерных делений. Последний является реактором с внутренней безопасностью, в котором развитие неконтролируемой цепной реакции невозможно вследствие заложенных в нем физических принципов [1]. Саморегулируемой является и стационарная волна ядерных делений: в реакторе заданного начального состава устанавливается волна вполне определенной скорости, а в случае изменения, например концентрации поглотителя, определенным образом изменяется и скорость, а вместе с ней и мощность реактора. В моделях типа модели Феоктистова [1], которые содержат в явном виде уравнения выгорания, такое саморегулирование является следствием совместной кинетики распределений потока нейтронов и ядерных концентраций при движении волны. В теории ядерных реакторов свойства их устойчивости и саморегулируемости принято рассматривать с точки зрения наличия обратных связей, их величины и знака [2]. Саморегулирование для стационарной волны ядерных делений также можно интерпретировать как проявление механизмов обратной связи кинетической природы. Они связаны со сдвигами в концентрациях ядер при изменении скорости волны. Их первоисточником прежде всего являются изменения в кинетике промежуточного нуклида ^{239}Pu (в случае уран-плутониевого топливного цикла). Такие кинетические

механизмы формирования скорости волны в реакторе определенного состава исследовались в наших предыдущих работах [3 - 7].

В то же время известно, что для традиционных ядерных реакторов большинство важных для работы реактора обратных связей имеют иную природу [2]. Их первоисточником является изменение поля температур в реакторе. Повышение температуры вызывает тепловое расширение различных сред, а тепловое движение ядер может непосредственно влиять на ядерно-физические процессы. В результате изменяются плотности сред, особенно жидких (охладителя, топлива, поглотителя, замедлителя, конструкционных материалов), геометрические размеры всех элементов конструкции, могут возникать их деформации и относительные перемещения, а также изменяются энергетические зависимости микроскопических сечений всех основных процессов с участием нейтронов (радиационного захвата, деления, упругого и неупругого рассеяния). Зависимость микроскопических сечений реакций от температуры обычно связывают с эффектом Доплера. Он приводит к уширению пиков, соответствующих резонансам по энергии нейтрона. Это расширяет области сильного самоэкранирования реакций в области интенсивных резонансов. В результате усредненные по энергии сечения с ростом температуры возрастают. Вклады от нерезонансных областей также важны.

В традиционных ядерных реакторах влияние подобных эффектов на работу реактора в подав-

ляющем большинстве случаев сводят к изменению единственного параметра – реактивности (или коэффициента размножения нейтронов), а сами эффекты обратной связи рассматриваются как обратное влияние мощности реактора или потока нейтронов на реактивность и известны среди специалистов как эффекты реактивности [2]. Обратная связь приводит к изменению реактивности, в результате мощность и температура изменяются. Эффекты эти сложны и многообразны, а важность каждого из них зависит не только от спектра нейтронов (тепловой, быстрый, промежуточный), но и от типа реактора, используемого охладителя (газ, вода, жидкие металлы) и особенностей конструкции, а также от диапазона мощностей. Поэтому количественный расчет величины эффектов реактивности практически возможен для конкретных реакторных установок, а на уровне общего анализа работы реакторов используются феноменологические модели.

Поскольку ядерный реактор является пространственно большой неоднородной системой, то обычно в нем можно определить несколько отличающихся температур: температуру топлива T_f (которая изменяется внутри топливного стержня), температуру теплоносителя T_c , температуру конструкционных материалов T_{mat} , температуру замедлителя (если он присутствует в реакторе) T_{mod} и температуру нейтронного газа (в тепловых реакторах) T_n . В реакторах на быстрых нейтронах (каким является реактор на волне ядерного деления) нейтронный газ не находится в состоянии теплового равновесия с окружающей средой, поэтому понятие температуры для него не определено. В быстрых переходных процессах при изменении мощности реактора (плотности потока нейтронов) изменяется в первую очередь температура топлива, поскольку тепловыделение происходит именно в топливе. Температура остальных частей реактора изменяется с запаздыванием и в быстрых переходных процессах в первом приближении это изменение можно не учитывать. В то же время распространение установившейся волны ядерных делений, рассматриваемое в данной статье, является чрезвычайно медленным процессом с характерным временем 1 год и более. Поэтому мы будем пренебрегать запаздыванием изменения температуры всех частей реактора и считать обратную связь по потоку нейтронов (мощности) мгновенной.

Таким образом, тепловые механизмы обратной связи могут действовать и в реакторе на волне ядерных делений. Феноменологические модели, в которых саморегулируемость волны ядерных делений обеспечивается исключительно обратной связью по температуре, были в свое

время предложены Ван Дамом [8, 9]. В таких моделях параметры волны зависят от вида обратной связи и ее величины.

Целью этой работы является исследование одновременного действия обратных связей различной природы (кинетических и температурных) на свойства волны ядерных делений и выяснение характера влияния каждой из них.

Математическая модель и постановка задачи

Исходная система уравнений включает диффузионное уравнение в односкоростном приближении для нейтронного потока и дифференциальные уравнения кинетики концентраций ядер, которые учитывают цепочки превращений нуклидов вследствие поглощения нейтронов и β -распадов (так называемые уравнения выгорания в обычных реакторах). Влияние обратной связи по мощности реактора будем считать мгновенным. В простейшем виде такая обратная связь может быть представлена членом в уравнении диффузии, пропорциональным нейтронному потоку. Подобный подход используется как в учебной литературе [10], так и в научных статьях [8, 9]. В рамках концепции поперечного баклинга задача о продольном распространении волны в активной зоне реактора цилиндрической формы приближенно сводится к эффективной одномерной модели, учитывающей утечку нейтронов в радиальном направлении [11]. Идея использования боковой утечки нейтронов для регулирования скорости волны ядерных делений принадлежит Л. Феоктистову [1]. С учетом вышеизложенного уравнение диффузии нейтронов приобретает вид

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (v \Sigma_f - \Sigma_a - DB_{\perp}^2 + f \phi) \phi, \quad (1)$$

где v - средняя скорость нейтронов; ϕ - нейтронный поток; D - коэффициент диффузии нейтронов; B_{\perp}^2 - геометрический параметр, убывающий с ростом радиуса активной зоны; ν - среднее число нейтронов деления; Σ_f и Σ_a - макроскопические сечения деления и поглощения соответственно; f - коэффициент обратной связи в $\text{см}^2 \cdot \text{с}$, который считается независимым от ϕ . Коэффициент обратной связи может принимать различные значения и даже изменять знак в зависимости от состава реактора, вида охладителя и др.

Для уранового цикла уравнения выгорания записываются в следующем виде:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\sigma_{a1} \phi \cdot N_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \sigma_{c1} \phi N_1 - N_2 / \tau_2 - \sigma_{a2} \phi N_2, \quad (3)$$

$$\partial N_3 / \partial t = N_2 / \tau_2 - \sigma_{a3} \phi N_3, \quad (4)$$

$$\partial N_4 / \partial t = \sigma_{c3} \phi N_3 + \sigma_{c2} \phi N_2 - \sigma_{a3} \phi N_3, \quad (5)$$

$$\partial N_5 / \partial t = \sigma_{c4} N_4 \phi - N_5 / \tau_5 - \sigma_{a5} N_5 \phi, \quad (6)$$

$$\partial N_6 / \partial t = \sigma_{c5} \phi N_5 - \sigma_{a6} \phi N_6, \quad (7)$$

$$\partial N_7 / \partial t = \sigma_{c6} \phi N_6, \quad (8)$$

$$\partial N_8 / \partial t = N_5 / \tau_5 - \sigma_{a8} \phi N_8, \quad (9)$$

$$\partial N_9 / \partial t = \sum_{i=1}^8 \sigma_{fi} \phi N_i - \sigma_{a9} \phi N_9, \quad (10)$$

$$\partial N_{10} / \partial t = \sigma_{c9} \phi N_9, \quad (11)$$

где σ_{ci} , σ_{fi} , σ_{ai} – микроскопические сечения захвата, деления и поглощения i -го нуклида соответственно; $\sigma_{ai} = \sigma_{ci} + \sigma_{fi}$. Для количественных расчетов мы использовали доступные данные по микроскопическим сечениям захвата и деления и среднего количества нейтронов деления в быстрых реакторах в однопрупповом приближении [12, 13]. Для ^{239}Np использовались оценочные значения $\sigma_{c2} = 1,6$ б, $\sigma_{f2} = 0,3$ б и $\nu_2 = 2,9$, полученные согласно данным библиотеки ENDF.

Введено следующую нумерацию нуклидов: сырьевой нуклид ^{238}U (N_1), промежуточный нуклид ^{239}Np (N_2) с временем жизни $\tau_2 = 3,4$ сут (период полураспада $T_{1/2} = 2,35$ сут), основной делящийся нуклид ^{239}Pu (N_3) и нуклиды, которые входят в его цепочку превращений, ^{240}Pu (N_4), ^{241}Pu (N_5) с временем жизни $\tau_5 = 20,6$ лет (период полураспада $T_{1/2} = 14,3$ лет), ^{242}Pu (N_6). Учитывается также нуклид ^{243}Pu (N_7), в который превращается ^{242}Pu вследствие поглощения нейтронов, и ^{241}Am (N_8). Промежуточные нуклиды с коротким временем жизни ^{239}U и ^{240}Np не учитываются (^{239}U может быть учтен через поправку к времени жизни ^{239}Np). Поглощением нейтронов ядрами ^{243}Pu и последующими их преобразованиями мы пренебрегаем, так как их влияние мало. Модель кинетики продуктов деления включает два уравнения (10) и (11) для компонент N_9 и N_{10} . Пары продуктов деления условно разделены на два типа: те, которые выгорают (N_9), и те, которые образуются вследствие их выгорания (N_{10}). Как известно, непосредственно при делении тяжелых ядер образуется целый спектр более легких ядер – продуктов деления. Суммарной кон-

центрацией пар таких продуктов деления является N_9 . В дальнейшем соответствующие ядра также могут поглощать нейтроны и испытывать ряд последовательных превращений. Соответствующие схемы превращений приведены, например, в работе Х. Секимото [14]. В конечном счете образуются ядра, которые нейтронов уже практически не поглощают. Их суммарной концентрацией является N_{10} . Традиционно в упрощенных моделях для обычных быстрых реакторов уменьшение концентрации продуктов деления за счет их выгорания не учитывают, хотя поглощение нейтронов продуктами деления учитывается обязательно [12]. В реакторе на волне ядерных делений, где реализуются существенно большие флюенсы, выгорание продуктов деления более значительно, поэтому оно учтено как в уравнении диффузии нейтронов (1), так и в уравнении (10). Уравнение (11) необходимо только для того, чтобы отслеживать сохранение общего количества ядер с учетом количества пар конечных продуктов деления. Кроме уже названных ядер из цепочки превращений ^{238}U , совокупность которых мы условно будем называть топливом, в уравнении (1) макроскопическое сечение поглощения Σ_a учитывает наличие в системе также всех других ядер, которые вместе со слагаемым, отвечающим за утечку нейтронов, условно будем называть поглотителем. Ко всем другим ядрам относятся ядра кислорода или иных элементов, химически связанных с ядрами тяжелых нуклидов, ядра конструкционных материалов, теплоносителя, а также собственно поглотителя, т. е. ядра, которые вводятся в начальный состав реактора именно для управления балансом нейтронов. Будем считать, что поглотитель при прохождении волны не изменяет своих параметров.

Общая теория стационарной волны с учетом температурной обратной связи

В этой работе исследуются свойства только стационарной волны, поэтому реактор считается неограниченным в продольном направлении. Пусть стационарная волна распространяется в направлении, противоположном оси Ox , со скоростью u . При переходе к волновой переменной $z = x + u \cdot t$ (все величины зависят только от z) исходная система приобретает вид системы обычных дифференциальных уравнений. Прохождение стационарной волны означает переход системы из некоторого начального состояния в конечное по волновой координате, что в реальности означает как изменение во времени в данной точке x , так и пространственную зависимость в данный момент времени t . При $z \rightarrow -\infty$ (т. е. перед волной или до ее прохождения) находится

однородная среда заданного состава (далее – «начальный состав реактора»). Как перед волной, так и за волной (или после ее прохождения) нейтронов нет ($z \rightarrow \pm\infty$, $\phi = 0$). Указанная система уравнений с определенными выше краевыми условиями на бесконечности и условием неотрицательности потока $\phi \geq 0$ составляет нелинейную спектральную краевую задачу на решение в виде стационарной волны. Спектральным параметром задачи может выступать скорость волны или один из материальных параметров.

Переход к безразмерным переменным в уравнениях (1) - (11) позволяет выделить минимальное количество независимых параметров задачи. Для этого используются характерные константы размерности времени и длины: условное время жизни нейтронов $\tau = 1/v \cdot (\sigma_{a1} - \nu_1 \cdot \sigma_{f1}) \cdot N_{01}$, что составляет около 10^{-7} с (N_{01} – начальная концентрация ^{238}U); условная длина диффузии нейтронов $L = \sqrt{vD\tau}$, что составляет около 20 см для быстрого реактора; характерное время прохождения волны $T = L/u$ порядка нескольких лет. Первой производной в левой части уравнения (1) пренебрегаем вследствие малости множителя τ/T , т. е. для медленного процесса распространения волны диффузию нейтронов с большой точностью можно считать квазистационарной. Кроме этого, можно пренебречь запаздыванием выхода части нейтронов деления. Безразмерные переменные вводим так: $\tilde{z} = z/L$ – безразмерная волновая переменная, $\tilde{N}_i = N_i/N_{01}$ – безразмерная концентрация i -го нуклида $p = \left(\sum_i \sigma_{ai} N_i^{nonfuel} + DB_{\perp}^2 \right) / (\sigma_{a1} - \nu_1 \sigma_{f1}) N_{01}$ – эффективная безразмерная концентрация поглотителя, которая включает поглощение нейтронов нетопливными нуклидами и боковую утечку нейтронов. Далее: $W = u \cdot \tau_2 / L$ – безразмерная скорость волны, $\tilde{\phi} = \phi \sigma_{a1} \tau_2 / W$ – безразмерный поток нейтронов, нормированный на скорость волны, $\gamma = f / \sigma_{a1} \tau_2$ – безразмерный коэффициент обратной связи. В дальнейшем тильды над безразмерными величинами опускаем. Уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + g\phi = 0, \quad (12)$$

$$g = \sum_i c_i N_i - p + \gamma W \phi \left(\sum_i c_{ai} N_i + p \right), \quad (13)$$

где g – функция генерации нейтронов; N_i – безразмерные концентрации нуклидов, которые

удовлетворяют уравнениям выгорания (2) - (11); $c_i = (\nu_i \sigma_{fi} - \sigma_{ai}) / (\sigma_{a1} - \nu_1 \sigma_{f1})$, $c_{ai} = \sigma_{ai} / (\sigma_{a1} - \nu_1 \sigma_{f1})$. Произведение $f\phi$ в уравнении (1) по своему смыслу должно быть намного меньше единицы. Для традиционных быстрых реакторов типичные значения коэффициента обратной связи f могут составлять $-10^{-18} \div -10^{-19}$ см² · с, а соответствующие значения γ – приблизительно от -10 до -1.

Из оценок следует [4 - 6], что для приемлемых с технической точки зрения тепловых нагрузок скорость волны u по порядку величины должна составлять 10 см/год или меньше, а введенная выше безразмерная скорость волны W есть малой величиной порядка 10^{-2} . Благодаря этому картина физических процессов существенно упрощается, а естественной внутренней координатой для описания эволюции системы от начального состояния к конечному выступает нейтронный флюенс $\psi(z) = \int_{-\infty}^z \phi(\zeta) d\zeta$. С изменением волновой координаты от $-\infty$ до ∞ он монотонно возрастает от нуля до некоторого максимального значения ψ_f , и поэтому волновую координату, концентрации ядер, ϕ , g и все другие величины для стационарной волны можно рассматривать как функции флюенса. Такой подход позволяет развить теорию возмущений по малому параметру W , несмотря на то, что зависимость $z(\psi)$ остается неизвестной.

Если учесть, что перед волной и за волной поток нейтронов убывает экспоненциально и к нулю стремится не только ϕ , но и $d\phi/dz$, то из уравнения (12) вытекают следующие два условия равновесия стационарной волны:

$$G(\psi_f) = 0, \quad (14)$$

$$M(\psi_f) = 0. \quad (15)$$

Здесь $G(\psi) = \int_0^{\psi} g(\psi') d\psi'$ – «полное количество нейтронов», т. е. количество нейтронов деления минус количество нейтронов, которые поглотились или вытекли в стороны в течение перехода системы от начального состояния до конечного, $M(\psi) = \int_0^{\psi} (\psi - \psi') g(\psi') d\psi'$ – «момент генерации нейтронов».

Кроме условий равновесия (14) и (15), из уравнения (12) получаем

$$\frac{1}{2} \phi^2 + M = 0. \quad (16)$$

Далее выражаем отсюда неотрицательный поток через момент генерации и рассматриваем задачу

на основе уравнений выгорания с условиями равновесия (14), (15) вместо уравнения диффузии.

Каждое из условий (14) и (15) отражает равновесие определенного типа между образованием нейтронов при делении и их поглощением и утечкой, для первого – это равновесие касательно общего количества нейтронов. Учитывая двойной смысл z как пространственной и волновой переменной, условие (14) отражает как мгновенный баланс нейтронов по всему объему реактора, так и локальный, т. е. для каждого элементарного объема $(x, x + dx)$ за все время прохождения волны. Заметим, что для обычного реактора в режиме постоянной мощности подобное условие также выполняется, но лишь как мгновенное. Второе условие равновесия (15) учитывает не просто общий баланс количества нейтронов, а при каких именно значениях флюенса рождаются или поглощаются (вытекают) нейтроны. Это условие не имеет аналогов в физике обычных реакторов.

Теория возмущений позволяет практически воспользоваться условиями равновесия для стационарной волны и определить скорость волны и конечный флюенс в зависимости от эффективной концентрации поглотителя. Задача решается в два этапа. На первом этапе медленный β -распад ^{241}Pu (характерное время $\tau_5 = 20,6$ лет, период полураспада 14,3 лет) считается бесконечно медленным и не учитывается. Нулевое приближение по W , которому формально отвечает $W = 0$, равнозначно предположению, что быстрый β -распад промежуточного нуклида ^{239}Np (характерное время $\tau_2 = 3,4$ сут, период полураспада 2,35 сут) происходит бесконечно быстро. Именно такому приближению соответствуют результаты Чена и Машека [15]. Концентрации ядер находятся из уравнений выгорания как функции флюенса, причем аналитически. Условия стационарности волны (14) и (15) приобретают вид системы алгебраических уравнений на p и ψ_f , откуда находим решения $p^{(0)} = p_0$ и $\psi_f^{(0)} = \psi_{f0}$ ($p_0 = 0,083$, $\psi_{f0} = 1,123$). Скорость волны в нулевом приближении не определяется. В следующем первом приближении вследствие конечности времени жизни τ_2 промежуточного нуклида ^{239}Np возникают линейные по W поправки к концентрациям ядер, полному количеству нейтронов G и моменту генерации нейтронов M , а следовательно, и к левым частям условий (14) и (15) (далее – «нептуниевый механизм»). Обратная связь по температуре учитывается в выражении для функции генерации нейтронов g (13) слагаемым, пропорциональным γW . Поэтому параметры задачи, которые определяются в нулевом приближении (при $W \rightarrow 0$), от коэффициента обратной связи не зависят. В первом при-

ближении пропорциональное γW слагаемое в g (13) вносит линейный по W вклад в момент генерации нейтронов M дополнительно к аналогичному линейному вкладу нептуниевого механизма. Аналогичные вклады существуют для G . Связь между скоростью волны и эффективной концентрацией поглотителя находится из условия (15) и является линейной:

$$p = p_0 - b \cdot W. \quad (17)$$

Зависимость скорости стационарной волны от эффективной концентрации поглотителя будем называть скоростной характеристикой РВЯД. Скорость стационарной волны определяется именно из условия равновесия момента генерации нейтронов (15). Его особая роль объясняется тем, что в силу определения M и условия (14) $\partial M(\psi_f)/\partial \psi_f = 0$, а потому малые изменения конечного флюенса не влияют на момент генерации $M(\psi_f)$. Напротив, полное количество нейтронов $G(\psi_f)$ зависит и от ψ_f , и от W . Температурная обратная связь влияет исключительно на угловой коэффициент скоростной характеристики, причем ее вклад в коэффициент b прямо пропорционален коэффициенту обратной связи γ , а вклады концентрационного нептуниевого и температурного механизмов являются аддитивными:

$$b = b_0 + b_1 \gamma, \quad (18)$$

где b_0 – угловой коэффициент скоростной характеристики без учета обратной связи по температуре. Он определяется материальными параметрами системы (начальными концентрациями нуклидов, микроскопическими сечениями реакций и т.п.). Наши расчеты показали [4], что преимущественный вклад в коэффициент b_0 вносит выгорание промежуточного нуклида ^{239}Np и связанные с ним изменения в системе ядер и нейтронов. Его числовое значение $b_0 = 1,089$ находилось из численного решения задачи на стационарную волну, так как аналитические формулы для расчета коэффициента b_0 при большом количестве учтенных нуклидов являются громоздкими. Коэффициент b_1 – это параметр, который не зависит от коэффициента обратной связи, и его в принципе можно рассчитать теоретически. Значение $b_1 = -0,320$ определялось по результатам численных расчетов для $\gamma = -5$.

Результаты прямого численного решения краевой задачи на стационарную волну без учета β -распада ^{241}Pu хорошо описываются линейной зависимостью (17) (см. рис. 1, кривая 2), т. е.

отклонения от первого приближения теории возмущений являются незначительными.

На втором этапе [7] учитывается β -распад ^{241}Pu , роль которого возрастает с уменьшением скорости волны. В этом случае нулевое приближение ($W \rightarrow 0$) дает новые значения $p'_0 = 0,021$, $\psi'_{f_0} = 0,972$, т. е. получаем граничное значение концентрации поглотителя почти в 4 раза меньше, чем без учета нестабильности ^{241}Pu . Полученный результат является вполне естественным, так как в результате β -распада ^{241}Pu , который в основном делится, образуется ^{241}Am , который в основном поглощает нейтроны, т. е. общий баланс нейтронов смещается в сторону поглощения. В то же время при $p = p'_0 = 0,021$ хорошо работает формула (16): значению $p = 0,021$ отвечает волна со скоростью $W \approx 0,06$. Таким образом, при одной и той же концентрации поглотителя существуют два решения в виде стационарной волны с разными значениями скорости волны: $W = 0,06$ и $W = 0$: скоростная характеристика становится *двузначной*. Численный расчет подтверждает этот теоретический вывод. Сравнение с численным расчетом с учетом β -распада ^{241}Pu показывает, что вся скоростная характеристика хорошо описывается формулой

$$p = p_0 - (b_0 + b_1 f)W + (p_0 - p'_0)\delta / (W + \delta), \quad (19)$$

где параметры $p_0 = 0,083$, $p'_0 = 0,021$ рассчитаны в нулевом приближении, параметры $b_0 = 1,089$, $b_1 = -0,320$ определены по наклону численно рассчитанной скоростной характеристики, а $\delta = 3,341 \cdot 10^{-4}$ - новый эмпирический параметр, который тоже определяется из сравнения с численными результатами.

Заметим, что параметр δ в принципе можно рассчитать аналитически, если предположить, что формула (19) является справедливой. Действительно, если W не очень мало, то член, который отвечает β -распаду в уравнении для N_5 , является малым. Его можно учесть как возмущение и найти соответствующий вклад в правую часть (19) в первом приближении, который будет пропорциональным $1/W$. Легко видеть, что это отвечает формуле (19), если пренебречь в знаменателе δ рядом с W . Отсюда находим δ .

В работе [16] путем численного решения нестационарной задачи для волны ядерных делений показано, что решения, которые отвечают нижней ветке скоростной характеристики, являются неустойчивыми. Таким образом, в РВЯД с урановым циклом существует минимальная скорость стационарной волны, которая отвечает точке по-

ворота скоростной характеристики, а область существования стационарной волны по концентрации поглотителя на самом деле является более узкой, чем без учета β -распада ^{241}Pu .

Результаты расчетов

На рис. 1 представлены скоростные характеристики с учетом β -распада ^{241}Pu (кривая 1) и без учета (кривая 2), полученные путем численного решения краевой задачи на стационарную волну (результаты обозначены точками) и рассчитанные по формулам (19) и (17) (сплошные линии) без учета обратной связи по температуре. Видно, что в области меньших скоростей характеристики очень отличаются: учет β -распада ^{241}Pu приводит к появлению точки поворота и нижней ветки стационарных решений. Нижняя ветка имеет положительный наклон: с возрастанием концентрации поглотителя скорость волны увеличивается. Из рис. 1 видно, что формулы для скоростной характеристики (19) (кривая 1, сплошная линия) и (17) (кривая 2, сплошная линия), полученные на основании аналитической теории стационарной волны, хорошо описывают результаты, полученные прямым численным расчетом (точки).

Зависимость скоростной характеристики РВЯД от коэффициента обратной связи показана на рис. 2.

Видно, что существенно различные по виду скоростные характеристики (кривые 1 - 3 на рис. 2 для $\gamma = 0, -5, -10$) хорошо описываются теоретической зависимостью (19) с набором параметров: $p_0 = 0,083$, $p'_0 = 0,021$, $\delta = 3,341 \cdot 10^{-4}$, $b_0 = 1,089$, $b_1 = -0,320$. Отклонение от теории первого приближения наблюдается при положительной обратной связи для кривой 4 ($\gamma = 1,0$, что отвечает $f = 0,88 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$) в области скоростей, которые уже нельзя считать малыми ($W > 0,06$, что отвечает размерной скорости $u > 100 \text{ см/год}$).

Изменение вида скоростной характеристики при разных коэффициентах γ обусловлено исключительно изменением коэффициента b . Вклады концентрационного и температурного механизмов обратной связи в коэффициент b одинаковые при $\gamma = b_0/b_1 = -3,40$, что отвечает $f = -2,6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$. При $\gamma < -3,40$ температурный механизм обратной связи имеет преимущественное влияние на скорость волны, по сравнению с механизмом, связанным с кинетикой промежуточного нуклида ^{239}Np . Влияние нестабильности ^{241}Pu на вид скоростной характеристики в целом остается существенным даже в

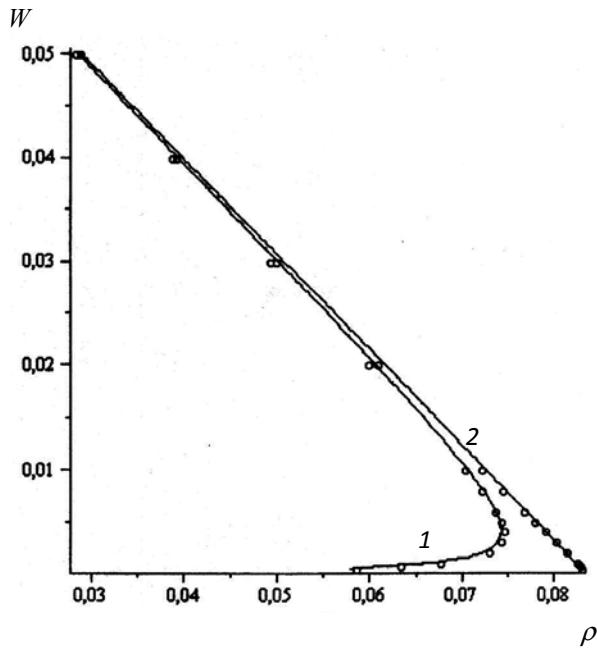


Рис. 1. Скоростные характеристики с учетом β -распада ^{241}Pu (кривая 1) и без учета (кривая 2): аналитические результаты показаны сплошными линиями, численные результаты обозначены точками. Обратная связь по температуре не учитывается.

случае очень сильной отрицательной температурной обратной связи.

Точка поворота (p^*, W^*) скоростной характеристики (см. рис. 2) находится из условия экстремума $dp/dW = 0$ функции $p(W)$ (19):

$$W^* = \sqrt{\delta(p_0 - p'_0)/(b_0 + b_1 \cdot \gamma)} - \delta. \quad (20)$$

Из формулы (20) следует, что с увеличением положительной обратной связи W^* возрастает, кривая приближается к вертикальной прямой ($b_1 < 0, \gamma > 0, b_0 + b_1 \gamma \rightarrow 0$), а при значении $\gamma = -b_0/b_1 = 1,089/0,320 \approx 3,4$, что соответствует положительной обратной связи с коэффициентом $f = 2,6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$, скоростная характеристика становится вертикальной, и волна исчезает. С усилением отрицательной обратной связи скорость волны при фиксированном p уменьшается, кривая опускается вниз, а в области заворота, обусловленного распадом ^{241}Pu , смещается влево. Минимальная возможная скорость волны с усилением отрицательной обратной связи уменьшается. Так, для кривых 4, 1, 2, 3 на рис. 2 для $f = 1, 0, -5, -10$ соответственно имеем $W^* = 0,0049, 0,0040, 0,0024, 0,0019$. Одновременно уменьшается максимальная эффективная концентрация поглотителя p^* , т. е. область существования стационарной волны по концентрации поглотителя сужается.

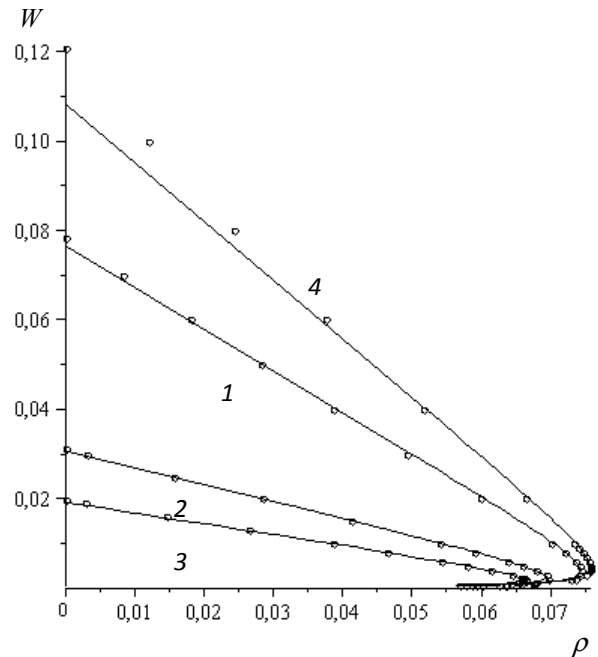


Рис. 2. Влияние температурной обратной связи на скоростную характеристику: 1 - $f = 0$; 2 - $f = -5,0$; 3 - $f = -10,0$; 4 - $f = 1,0$. Точки - численный расчет, сплошные линии - теоретические графики по формуле (19).

Выводы

В этой работе выполнены аналитические и численные расчеты стационарной волны ядерных делений для простой квазиодномерной модели РВЯД. Общая кинетика потока нейтронов и ядерных концентраций изучалась с учетом влияния температурной обратной связи по мощности. Поток нейтронов, плотность энерговыделения и полная мощность в режиме стационарной волны прямо пропорциональны скорости волны (для реальных скоростей) [3 - 5, 7]. Поэтому в РВЯД изменение скорости означает соответствующее изменение мощности и плотности энерговыделения, и наоборот.

Можно сделать следующие выводы касательно эффектов и механизмов, которые определяют скорость стационарной волны в зависимости от материальных параметров РВЯД, таких как начальный состав, радиус активной зоны цилиндрической формы и т. п.

Как показано выше, скорость волны определяется балансом различных вкладов в момент генерации нейтронов (15). Этот баланс отражает уравнение (19), если перенести все слагаемые в правую часть:

$$0 = p_0 - p - (b_0 + b_1 \gamma)W + (p_0 - p'_0)\delta/(W + \delta). \quad (21)$$

Член $p_0 - p$ зависит от эффективной концентрации поглотителя и других материальных параметров реактора. Остальные слагаемые - это малые добавки, которые зависят от скорости

волны. Слагаемое b_0W обусловлено обратной связью по концентрации ^{239}Np , слагаемое $b_1\gamma W$ – температурной обратной связью. Оба эти слагаемые прямо пропорциональны скорости волны, в то время как последний член, связанный с нестабильностью ^{241}Pu , с ростом скорости убывает. Члены с разной зависимостью от скорости конкурируют между собой, и в результате формируется описанная выше двузначная скоростная характеристика РВЯД. Для верхней ветки (при больших скоростях) доминирует вклад нептуниевого (^{239}Np) и температурного механизмов обратной связи, а для нижней (при меньших скоростях) – плутониевого (^{241}Pu) механизма. При этом решения в виде стационарной волны верхней ветки оказываются устойчивыми, а нижней – неустойчивыми, что имеет следствием существование минимальной скорости стационарной волны. Выводы касательно устойчивости решений верхней и нижней веток требуют проверки при $\gamma \neq 0$.

Рассмотренные эффекты конкуренции механизмов формирования скорости, вид скоростной

характеристики реактора, существование минимальной скорости волны и ее величина являются важными для практики, так как речь идет о диапазоне скоростей, которые соответствуют типичным значениям плотности мощности для быстрых реакторов, 200 - 1200 МВт/м³ [12]. Так, наши оценки для РВЯД с нитридным топливом (объемные доли: топливо (UN) - 0,44, конструкционные материалы (Fe) - 0,20, охладитель (Na) - 0,36) показывают, что плотность энерговыделения в максимуме пространственного распределения при минимальной возможной скорости волны составляет 490, 290 и 230 МВт/м³ для коэффициентов обратной связи $\gamma = 0, -5, -10$ соответственно. Соответствующие предельные скорости при этом составляют 10, 6 и 4,8 см/год. Общий вывод работы состоит в том, что в реальных условиях для описания как стационарных, так и нестационарных режимов работы РВЯД необходимо последовательно учитывать все три названные выше механизмы, которые имеют влияние на скорость стационарной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Феоктистов Л.П. Нейтронно-делительная волна // Докл. Акад. наук СССР. - 1989. - Т. 309. С. 864 - 867.
2. Украинцев В.Ф. Эффекты реактивности в энергетических реакторах: Учеб. пособие. - Обнинск: ИАТЭ, 2000. - 60 с.
3. Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения. I // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 2(24). - С. 39 - 49.
4. Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения. II. Конкретные модели // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 3(25). - С. 62 - 70.
5. Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. The physical basis of the fission wave reactor // Nuclear Technology & Radiation Protection. - 2008. - No. 23(2). - P. 3 - 15.
6. Павлович В.Н., Хотяинцев В.М., Хотяинцева О.М. Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - № 11(1). - С. 49 - 56.
7. Khotyayintsev V.M., Pavlovich V.M., Khotyayintseva O.M. Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms // PHYSOR 2010, CD.
8. H. van Dam. Self-stabilizing criticality waves // Annals of Nuclear Energy. - 2000. - Vol. 27. - P. 1505 - 1521.
9. H. van Dam. Influence of Coolant Direction on Criticality Waves // Nucl. Sci. Eng. - 2008. - Vol. 158. - P. 284 - 288.
10. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов / Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1974.
11. Fomin S., Mel'nik Yu., Pilipenko V., Shul'ga N. Initiation and propagation of nuclear burning wave in fast reactor // Progress in Nuclear Energy. - 2008. - Vol. 50. - P. 163 - 169.
12. Walter A.E., Reynolds A.B. Fast Breeder Reactors. - New York: Pergamon Press, 1981.
13. Воропаев А.Е., Возяков В.В., Зинин А.И., Цикунов А.Г. Сравнение одногрупповых констант актиноидов в тестовой модели быстрого реактора // Атомная энергия. - 1983. - Т. 54, № 3. - С. 214 - 215.
14. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. CANDLER: The New Burnup Strategy // Nuclear Science and Engineering. - 2001. - Vol. 139. - P. 306 - 317.
15. Chen X.-N., Kiefhaber E., Maschek W. Neutronic model and its solitary wave solutions for a CANDLER reactor // Proc. of ICENES'2005. (Brussels, Belgium, August 21 - 26, 2005).
16. Хотяинцев В.М., Аксьонов А.В., Хотяинцева О.М., Павлович В.М. Дослідження на стійкість стаціонарної хвилі ядерних поділів // Щорічник-2012 / Ін-т ядерних досл. НАН України. - К., 2013.

О. М. Хотяинцева¹, В. М. Хотяинцев², В.М. Павлович¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРНОГО ЗВОРОТНОГО ЗВ'ЯЗКУ НА СТАЦІОНАРНУ ХВИЛЮ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ

Досліджується хвиля сталої форми в реакторі на хвилі ядерних поділів (РХЯП). Рівняння вигорання розв'язуються спільно з одновимірним дифузійним рівнянням в одношвидкісному наближенні, що враховує

зворотний зв'язок за температурою у найпростішій формі. Уведена до розгляду й описана аналітично швидкісна характеристика РХЯП. Для розв'язків у вигляді стаціонарної хвилі це залежність швидкості від ефективної концентрації поглинача. Аналітичні й чисельні розрахунки доводять, що в реакторі з урановим циклом швидкісна характеристика є двозначною, причому розв'язки нижньої гілки є нестійкими, тобто існує мінімальна швидкість стаціонарної хвилі. Швидкісна характеристика РХЯП формується за рахунок дії трьох різних механізмів зворотного зв'язку, температурного і двох кінетичних, за концентраціями нестабільних нуклідів ^{239}Np і ^{241}Pu . Залежно від швидкості вплив плутонієвого механізму конкурує з впливами температурного й неплутонієвого механізмів, які є однотипними й адитивними. Показано, що за типових значень параметрів усі три механізми є важливими. Сильний від'ємний температурний зворотний зв'язок сповільнює хвилю ядерних поділів і звуужує область її існування за концентрацією поглинача.

Ключові слова: хвиля ядерних поділів, швидкий реактор, одногрупове наближення, хвильовий реактор.

О. М. Khotyayintseva¹, V. M. Khotyayintsev², V. M. Pavlovich¹

¹*Institute for Nuclear research, National Academy of Sciences, Kyiv*

²*Taras Shevchenko National University, Kyiv*

TEMPERATURE FEEDBACK EFFECT TO STATIONARY WAVE OF NUCLEAR FUSION

Nuclear fission wave (NFW) of steady shape in the travelling wave reactor (TWR) was investigated. In this work burnup equations together with one-dimensional diffusion equation in the one-velocity approximation, taking into account temperature feedback in the simplest form was solved. Velocity characteristics of TWR, which is dependence of velocity on the effective absorber density for the stationary wave solutions were analytically introduced and described. Both analytical and numerical results indicate that the velocity characteristics in case of the U-Pu cycle are double-valued, with the solutions of the lower branch, being unstable. This implies that the minimum possible velocity of the stationary wave exists. It was shown that the velocity characteristics of TWR are formed by the three distinct mechanisms related to: feedback to power, and kinetics of unstable nuclides ^{239}Np and ^{241}Pu . Effects of the intermediate nuclide ^{239}Np kinetics and of the feedback to power are additive and compete to that of ^{241}Pu kinetics, with the result depending on the velocity of the wave. At typical parameters of TWR all three mechanisms contribute significantly to the velocity characteristics. Strong negative feedback to power makes the region of the absorber concentration, where the NFW may exist smaller, and slows down the NFW.

Keywords: nuclear fission wave, travelling wave reactor, fast reactor, CANDLE, reactivity feedback, one-group diffusion model.

REFERENCES

1. Feoktistov L.P. // Dokl. Akad. nauk SSSR. - 1989. - Vol. 309. - P. 864 - 867. (Rus)
2. Ukrayntsev V.F. Reactivity effects in power reactors: Tutorial. - Obninsk: IATE, 2000. - 60 p. (Rus)
3. Pavlovich V.N., Khotyayintsev V.N., Khotyayintseva E.N. // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2008. - No. 2(24). - P. 39 - 49. (Rus)
4. Pavlovich V.N., Khotyayintsev V.N., Khotyayintseva E.N. // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2008. - No. 3(25). - P. 62 - 70. (Rus)
5. Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. // Nuclear Technology & Radiation Protection. - 2008. - No. 23(2). - P. 3 - 15.
6. Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2010. - No. 11(1). - C. 49 - 56. (Rus)
7. Khotyayintsev V.M., Pavlovich V.M., Khotyayintseva O.M. Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms // PHYSOR 2010, CD.
8. H. van Dam. // Annals of Nuclear Energy. - 2000. - Vol. 27. - P. 1505 - 1521.
9. H. van Dam. // Nucl. Sci. Eng. - 2008. - Vol. 158. - P. 284 - 288.
10. Bell D., Glesston S. Theory of Nuclear Reactors / Translation from Eng. - Moskva: Atomizdat, 1974. (Rus)
11. Fomin S., Mel'nik Yu., Pilipenko V., Shul'ga N. // Progress in Nuclear Energy. - 2008. - Vol. 50. - P. 163 - 169.
12. Walter A.E., Reynolds A.B. Fast Breeder Reactors. - New York: Pergamon Press, 1981.
13. Voropaev A.E., Vozyakov V.V., Zinin A.I., Tsikunov A.G. // Atomnaya energiya. - 1983. - Vol. 54, No. 3. - P. 214 - 215. (Rus)
14. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. // Nuclear Science and Engineering. - 2001. - Vol. 139. - P. 306 - 317.
15. Chen X.-N., Kiefhaber E., Maschek W. // Proc. of ICENES'2005. (Brussels, Belgium, August 21 - 26, 2005).
16. Khotyayintsev V.M., Aks'onov A.V., Khotyayintseva O.M., Pavlovich V.M. // Shchorichnyk-2012 (Annual Report-2012) / Institute for Nuclear Research NAS of Ukraine. - Kyiv, 2013. (Ukr)

Надійшла 25.12.2013

Received 25.12.2013