

В. Н. Хотяинцев¹, Е. Н. Хотяинцева², А. В. Аксенов¹, В. Н. Павлович²

¹ Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

ИССЛЕДОВАНИЕ НА УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ЯДЕРНЫХ ДЕЛЕНИЙ

Стационарная волна ядерных делений в быстром реакторе с уран-плутониевым топливным циклом исследуется на устойчивость по отношению к медленной эволюции распределений концентраций ядер. Волна распространяется в активной зоне реактора цилиндрической формы в направлении его оси. Утечка нейтронов в радиальном направлении учитывается в приближении поперечного баклинга. Используется модель реактора, которая включает одномерное диффузионное уравнение в одностороннем приближении для плотности нейтронного потока и дифференциальные уравнения кинетики концентраций ядер. Ранее в приближении малой скорости волны была получена аналитически зависимость скорости волны стационарной формы от концентрации поглотителя, так называемая скоростная характеристика, причем за счет неустойчивости нуклида ^{241}Pu скоростная характеристика является двузначной, на ней существует точка поворота и нижняя ветвь стационарных решений. В настоящей работе путем численного решения нестационарной задачи показано, что устойчивость решения определяется его принадлежностью к верхней или нижней ветви скоростной характеристики. Решения нижней ветви являются неустойчивыми, а точка поворота скоростной характеристики отвечает наименьшей возможной скорости распространения стационарной волны ядерных делений. Относительно медленного изменения распределений концентраций ядер решения верхней ветви являются устойчивыми.

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

Введение

Реактор на волне ядерных делений (РВЯД) [1], известный также как CANDLES [2] или волновой реактор [3], - это быстрый реактор, в котором зона горения, где происходит основной процесс деления ядер, не остается на одном месте, как в обычном реакторе, а перемещается вдоль реактора в виде автоволны. В качестве топлива такой реактор может использовать природный или обедненный уран либо уран в смеси с торием. Волна делений может быть инициирована путем временного воздействия внешнего источника нейтронов или путем создания критической концентрации ^{239}Pu в определенном месте - в зоне запала. Со временем система выходит на стационарный режим волны постоянной формы, бегущей с постоянной скоростью, которая сама себя поддерживает и является саморегулируемой. В таком режиме мощность реактора автоматически поддерживается постоянной, поэтому для контроля ядерного горения поглощающие стержни не нужны, а саморегулируемость волны обуславливает внутреннюю (пассивную) безопасность РВЯД. Таким образом, РВЯД задуман как реактор с внутренней безопасностью, в котором развитие неконтролируемой цепной реакции невозможно вследствие заложенных в нем физических принципов.

Скорость волны ядерных делений является одной из ее важнейших характеристик, так как она

непосредственно связана с тепловой мощностью реактора, плотностью энерговыделения и тепловой нагрузкой на элементы конструкции. В наших предыдущих работах [4 - 7] для исследования зависимости скорости волны от начального состава ядерной среды и радиуса активной зоны была введена модель РВЯД с поглотителем. Она включает одномерное уравнение диффузии нейтронов в одностороннем приближении совместно с уравнениями выгорания для восьми нуклидов уранового цикла и продуктов деления. Управляющим параметром системы выступает эффективная концентрация поглотителя, которая учитывает суммарные потери нейтронов за счет утечки в радиальном направлении и за счет поглощения конструкционными материалами, охладителем и всеми другими ядрами, не принадлежащими к цепи преобразования нуклидов топлива.

Зависимость скорости стационарной волны от эффективной концентрации поглотителя есть скоростная характеристика РВЯД. Как развитая в работах [4 - 7] аналитическая теория, так и результаты численного решения краевой задачи на стационарную волну показывают, что при уменьшении скорости волны определяющее влияние на вид зависимости скорости волны от эффективной концентрации поглотителя начинает оказывать неустойчивость нуклида ^{241}Pu , который имеет большой период полураспада $T_{1/2} = 14,3$ лет. Вид скоростной характеристики

согласно результатам работ [6, 7] показан на рис. 1. С учетом нестабильности ^{241}Pu скоростная характеристика РВЯД является двузначной, на ней появляется точка поворота и образуется нижняя ветвь стационарных решений.

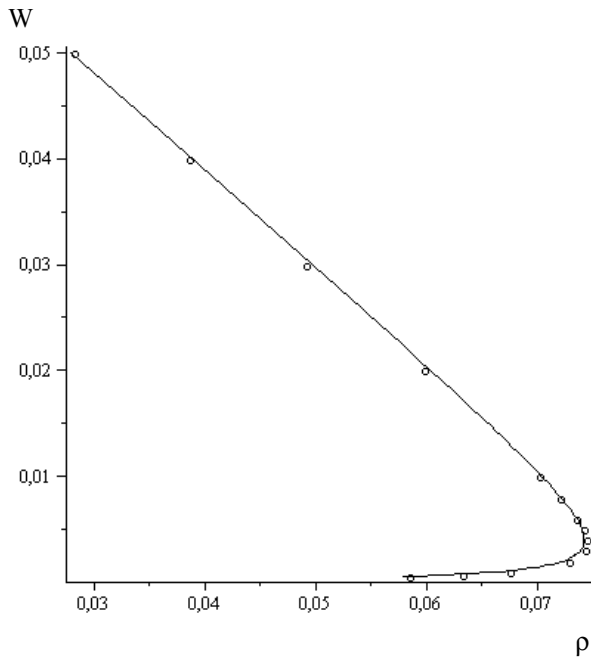


Рис. 1. Зависимость безразмерной скорости стационарной волны W от эффективной концентрации поглотителя p : точки – численный расчет, сплошная линия – аналитическая теория.

Если решения, принадлежащие нижней ветви скоростной характеристики, являются неустойчивыми, то скорость, соответствующая точке поворота, является наименьшей возможной скоростью волны. В противном случае двузначность скоростной характеристики может означать бистабильность, когда в реакторе одного и того же начального состава и размеров могут реализоваться два режима стационарной волны с различными установившимися распределениями ядер и различными скоростями. Цель этой работы – исследовать устойчивость решений в виде волны ядерных делений стационарной формы и дать ответ на открытый до настоящего времени вопрос, что означает наличие двух ветвей скоростной характеристики, – бистабильность или существование минимальной скорости волны. Для РВЯД с топливом на основе тория скоростная характеристика не может содержать нижней ветви, так как нуклид ^{235}U , являющийся в ториевом цикле аналогом ^{241}Pu , можно считать стабильным.

Исследование на устойчивость стационарных решений верхней и нижней ветвей скоростной характеристики

Система уравнений для исследования устойчивости решений в виде стационарной волны в

точности соответствует той, которая использовалась для нахождения самих этих решений в работе [6]. Она 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). 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 [8]. С учетом вышеизложенного уравнение диффузии нейтронов приобретает вид

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

где v – средняя скорость нейтронов; ϕ – нейтронный поток; D – коэффициент диффузии нейтронов; B_{\perp}^2 – поперечный баклинг, убывающий с ростом радиуса активной зоны геометрический параметр; ν – среднее число нейтронов деления; Σ_f и Σ_a – макроскопические сечения деления и поглощения соответственно.

Для уранового цикла уравнения выгорания записываются в следующем виде:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

где σ_{ci} , σ_{fi} , σ_{ai} – микроскопические сечения захвата, деления и поглощения i -го нуклида соот-

ветственно, $\sigma_{ai} = \sigma_{ci} + \sigma_{fi}$. Введена следующая нумерация 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 преобразованиями ядер 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}). 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 [9]. 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 продуктов деления. Для выбора одногрупповых констант мы использовали доступные данные по микроскопическим сечениям захвата и деления и среднего количества нейтронов деления в быстрых реакторах в одногрупповом приближении [9, 10]. Для ^{239}Np использовались оценочные значения, полученные согласно данным библиотеки ENDF. Используемые в количественных расчетах одногрупповые константы были такими же, как и в работе [6]. Они приведены в таблице.

Кроме уже названных ядер из цепочки превращений ^{238}U (включая продукты деления), совокупность которых мы условно будем называть топливом, в уравнении (1) макроскопическое сечение поглощения Σ_a учитывает наличие в системе также всех других ядер, которые условно будем называть поглотителем. К ним относятся ядра кислорода или иных элементов, химически связанных с тяжелыми нуклидами, ядра конструкционных материалов, теплоносителя, а

также собственно поглотителя, которые вводятся в начальный состав реактора именно для управления балансом нейтронов. Будем считать, что макроскопическое сечение поглощения поглотителя включает также слагаемое DB_{\perp}^2 , отвечающее за боковую утечку нейтронов. При прохождении волны это сечение не изменяет своего значения, т. е. поглотитель не выгорает.

Одногрупповые микроскопические сечения захвата и деления и среднее количество нейтронов деления

Изотоп	Сечение захвата, б	Сечение деления, б	Среднее количество нейтронов деления
^{238}U	0,29	0,044	2,77
^{239}Np	1,6	0,3	2,9
^{239}Pu	0,5	1,82	2,93
^{240}Pu	0,5	0,36	3,07
^{241}Pu	0,46	2,52	2,96
^{241}Am	1,5	0,4	2,8
^{242}Pu	0,35	0,28	3,01
Продукты деления	0,47		

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 $\tau = 1 / \nu \cdot (\sigma_{a1} - \nu_1 \cdot \sigma_{f1}) \cdot N_{01}$, что составляет около 10^{-7} с (N_{01} – начальная концентрация ^{238}U); условная длина диффузии нейтронов $L = \sqrt{\nu D \tau}$, что составляет около 20 см для быстрого реактора; характерное время прохождения волны $T = L / u$ порядка нескольких лет. Безразмерные переменные вводим так: $\tilde{N}_i = N_i / N_{01}$ – 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; $W = u \cdot \tau_2 / L$ – безразмерная скорость волны; $\tilde{\phi} = \phi \sigma_{a1} \tau_2 / W$ – безразмерный поток нейтронов, нормированный на скорость волны. В дальнейшем тильды над безразмерными величинами опускаем.

Описанная нестационарная модель (1) - (11) отличается от использованной нами модели для расчета стационарной волны и скоростной характеристики РВЯД [6] только наличием вре-

менной производной в уравнении (1), которой для стационарной волны можно пренебречь с высокой точностью. Следует подчеркнуть, что такая модель хорошо описывает только достаточно медленные нестационарные процессы. Дело в том, что самым быстрым учитываемым в данной модели процессом является бета-распад нуклида ^{239}Np с характерным временем $\tau_2 = 3,4$ сут, а временем всех более быстрых распадов, начиная с ^{239}U (характерное время около 30 мин), мы пренебрегаем. Поэтому в данной работе фактически исследуется устойчивость лишь по отношению к процессам с характерными временами порядка нескольких лет или месяцев. Более быстрые процессы требуют отдельного исследования.

Чтобы исследовать устойчивость решений в виде стационарной волны, нестационарная пространственно-временная система (1) - (11) решалась численно при помощи программного пакета FlexPDE. Реактор выбирался достаточно длинным, чтобы выбор граничных условий на его концах не был существенным. В качестве начальных условий для концентраций ядер и потока нейтронов использовались данные, полученные путем численного решения краевой задачи на стационарную волну в неограниченном по

длине реакторе для верхней и нижней ветвей при $p = 0,06815$. Это значение p мы изменяли в небольших пределах в большую или меньшую сторону и наблюдали за изменением нейтронного потока во времени. Была проведена серия подобных расчетов.

Два типичных варианта эволюции состояний нижней ветви отражают рис. 2 и 3. На них показано, как изменяется со временем интегральный по координате поток нейтронов, нормированный на начальное значение, при $p = 0,069$ и $p = 0,065$ соответственно. В обоих случаях система переходит в другое состояние: в первом случае волна гаснет приблизительно за 4 мес, а во втором поток нейтронов постепенно возрастает в течение около двух лет более чем в 10 раз, волна разгоняется и переходит в состояние, которое соответствует стационарной волне верхней ветви при данном p . Таким образом, стационарные решения нижней ветви являются неустойчивыми и не реализуются как стационарные волны в реакторе. В то же время стационарные решения верхней ветви в данной модели являются устойчивыми. Аналогичные расчеты, проведенные непосредственно для начальных состояний верхней ветви, подтверждают этот вывод.

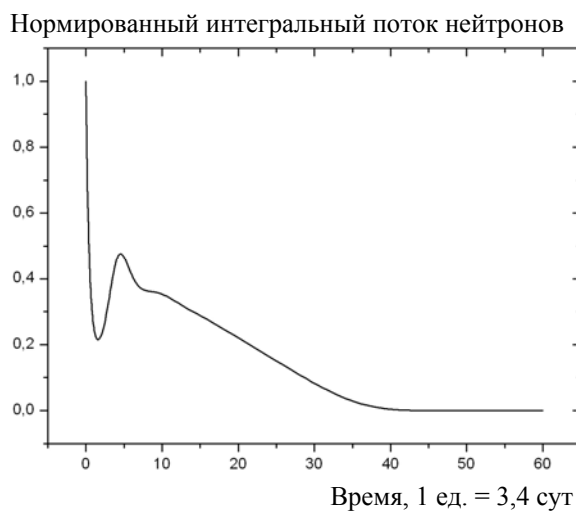


Рис. 2. Затухание волны при $p = 0,069$.

Видно, что в обоих случаях (см. рис. 2 и 3) эволюция системы включает процессы двух разных типов, которые четко разделены по времени: 1) относительно быстрый переходной процесс типа затухающих колебаний потока и реактивности; 2) медленный саморегулируемый процесс, связанный с постепенным изменением распределений концентраций ядер и перемещением волны, за которыми адиабатически следует нейтронный поток. Используемая модель адекватно

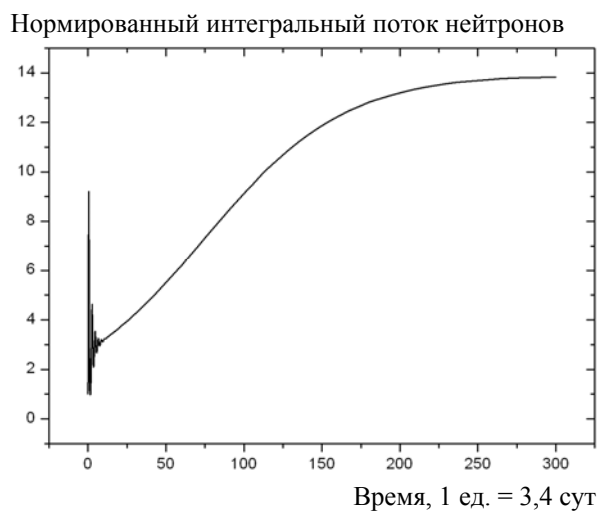


Рис. 3. Переход волны в стационарное состояние верхней ветви при $p = 0,065$.

описывает именно такие медленные процессы, но не описывает быстрые, о чем уже отмечалось выше. Для сокращения времени численного счета и большей наглядности представленных графических результатов время жизни мгновенных нейтронов при проведении расчетов было искусственно увеличено. В результате наблюдаемый период осцилляций возрос. Он является различным для верхней и нижней ветвей и зависит от выбранного значения p . Как видно из приведен-

ных графиков, наблюдается устойчивость решений обеих ветвей относительно этих быстрых переходных процессов, однако на их описание модель не претендует. В то же время неустойчивость стационарных решений нижней ветви обусловлена именно медленным изменением концентраций ядер, которое используемая модель описывает адекватно. Относительно медленных изменений решения верхней ветви также являются устойчивыми.

Выводы

В работе численно исследовалась устойчивость решений в виде стационарной волны ядерных делений по отношению к медленным процессам, протекающим с такими же большими характеристическими временами, как и для самой стационарной волны, порядка нескольких месяцев, лет и более. Такие процессы определяются медленной кинетикой концентраций ядер, за которой установившееся распределение потока нейтронов следует практически без запаздывания. Устойчивость по отношению к более быстрым процессам в работе не исследовалась, она требует специального изучения. Из полученных результатов вытекают следующие выводы.

Устойчивость решений определяется их принадлежностью к определенной ветви скоростной

характеристики РВЯД (см. рис. 1), верхней или нижней, а именно решения нижней ветви являются неустойчивыми, а верхней - устойчивыми по отношению к медленным процессам. Вследствие этого точка поворота на скоростной характеристике отвечает минимальной возможной скорости стационарной волны в реакторе данного состава, а стационарные решения, соответствующие меньшим скоростям, не могут реализоваться как установившиеся волны, сохраняющие постоянными свою форму, амплитуду и скорость распространения. Физическая причина существования минимальной скорости волны в РВЯД связана с влиянием неустойчивости нуклида ^{241}Pu [6, 7].

О важности существования минимальной скорости стационарной волны говорят оценки. Так, для быстрого реактора с нитридным топливом минимальная скорость волны может составлять при типичных значениях параметров 5 - 10 см/год [7]. В то же время в подавляющем числе публикаций по РВЯД скорость стационарной волны рассчитывается исходя из желаемой мощности, времени работы активной зоны и других параметров реактора и в зависимости от состава активной зоны обычно составляет 1 - 10 см/год, что может быть меньше минимальной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Феокистов Л.П.* Нейтронно-делительная волна // Докл. Акад. наук СССР. - 1989. - Т. 309. - С. 864 - 867.
2. *Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y.* CANDLE: The New Burnup Strategy // Nuclear Science and Engineering. - 2001. - Vol. 139. - P. 306 - 317.
3. *Hyde R., Ishikawa M., Myhrvold N. et al.* Nuclear fission power for 21st century needs: Enabling technologies for large-scale, low-risk, affordable nuclear electricity // Progress in Nuclear Energy. - 2008. - Vol. 50. - P. 82 - 91.
4. *Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н.* Физические основы реактора на волне ядерного горения. I // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 2. - С. 39 - 49.
5. *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. - С. 62 - 70.
6. *Khotyayintsev V.M., Pavlovich V.M., Khotyayintseva O.M.* Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms // PHYSOR 2010, on CD-ROM.
7. *Хотяинцева Е.Н., Хотяинцев В.Н., Павлович В.Н.* Влияние температурной обратной связи на стационарную волну ядерных делений // Ядерна фізика та енергетика. - 2014. - Т. 15, № 1. - С. 26 - 34.
8. *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.
9. *Walter A.E., Reynolds A.B.* Fast Breeder Reactors. - New York: Pergamon Press, 1981.
10. *Воропаев А.Е., Возяков В.В., Зинин А.И., Цикунов А.Г.* Сравнение однокрупных констант актиноидов в тестовой модели быстрого реактора // Атомная энергия. - 1983. - Т. 54, № 3. - С. 214 - 215.

В. М. Хотяинцев, О. М. Хотяинцева, А. В. Аксьонов, В. М. Павлович

Институт ядерных досліджень НАН України, Київ

ДОСЛІДЖЕННЯ НА СТІЙКІСТЬ СТАЦІОНАРНОЇ ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ

Стационарна хвиля ядерних поділів у швидкому реакторі з уран-плутонієвим циклом досліджується на стійкість по відношенню до повільної еволюції розподілів концентрацій ядер. При цьому використовується математична модель реактора, що включає одновимірне дифузійне рівняння в однокрупному наближенні для густини нейтронного потоку і диференціальні рівняння кінетики концентрацій ядер. У наближенні малої швидкості хвилі отримано аналітично залежність швидкості хвилі від концентрації поглинача (так звану швидкісну харак-

теристичну) і проаналізовано вплив β -розпаду ^{241}Pu на її вигляд. Показано, що з урахуванням нестабільності ^{241}Pu на графіку швидкісної характеристики з'являється точка повороту і нижня гілка стаціонарних розв'язків. Чисельне розв'язання нестационарної задачі доводить, що розв'язки на нижній гілці є нестійкими, а точка повороту є найменшою можливою швидкістю поширення стаціонарної хвилі. У той же час розв'язки на верхній гілці є стійкими відносно повільної зміни розподілів концентрацій ядер.

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

V. M. Khotyayintsev, O. M. Khotyayintseva, A. V. Aksonov, V. M. Pavlovich

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences, Kyiv

STUDY OF THE STABILITY OF THE STATIONARY WAVE OF NUCLEAR FISSIONS

Stability of the stationary wave of nuclear burning in fast reactor with uranium-plutonium fuel chain is investigated. The reactor model including 1-D diffusion equation in one-group approximation for neutron flux density and kinetic equations for nuclear densities describes slow evolution of nuclear densities followed by neutron flux. New analytical approach was proposed, which is based on the approximation of small wave velocity of the stationary wave. We obtain so-called wave velocity characteristic of the reactor which is the dependence of wave velocity to the effective absorber concentration. We show that due to instability of long-living ^{241}Pu a turning point and lower branch of stationary solutions appear. Numerical solution of the time dependent problem proves that the solutions of the lower branch are unstable. Thus, the turning point of the velocity characteristic corresponds to the lower margin of possible wave velocities of nuclear fission waves of the steady shape. At the same time the solutions of the upper branch are stable with respect to slow evolution of nuclear densities.

Keywords: nuclear burning wave, inner safety, fast reactor, one-group approximation.

REFERENCES

1. Feoktistov L.P. // Dokl. Akad. nauk SSSR. - 1989. - Vol. 309. - P. 864 - 867. (Rus)
2. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. CANDLE: The New Burnup Strategy // Nuclear Science and Engineering. - 2001. - Vol. 139. - P. 306 - 317.
3. Hyde R., Ishikawa M., Myhrvold N. et al. Nuclear fission power for 21st century needs: Enabling technologies for large-scale, low-risk, affordable nuclear electricity // Progress in Nuclear Energy. - 2008. - Vol. 50. - P. 82 - 91.
4. Pavlovich V.N., Khotyayintsev V.N., Khotyayintseva E.N. // Nucl. Phys. At. Energy. - 2008. - No. 2. - P. 39 - 49. (Rus)
5. Pavlovich V.N., Khotyayintsev V.N., Khotyayintseva E.N. // Nucl. Phys. At. Energy. - 2008. - No. 3. - P. 62 - 70. (Rus)
6. Khotyayintsev V.M., Pavlovich V.M., Khotyayintseva O.M. Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms // PHYSOR 2010, on CD-ROM.
7. Khotyayintseva E.N., Khotyayintsev V.N., Pavlovich V.N. // Nucl. Phys. At. Energy. - 2014. - Vol. 15, No. 1. - P. 26 - 34. (Rus)
8. 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.
9. Walter A.E., Reynolds A.B. Fast Breeder Reactors. - New York: Pergamon Press, 1981.
10. Voropaev A.E., Vozyakov V.V., Zinin A.I., Tsikunov A.G. // Atomnaya energiya. - 1983. - Vol. 54, No. 3. - P. 214 - 215. (Rus)

Надійшла 12.03.2014
Received 12.03.2014