

РЕАКТОР НА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЕ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ

Павлович В. Н., Хотяинцева Е. Н. (Ин-т ядерных исследований НАН Украины), В. Д. Русов (Одесский нац. политехн. ун-т, Одесса), В. Н. Хотяинцев, А.С.Юрченко (Киевский нац. ун-т им. Тараса Шевченко)

Инновационные проекты ядерных реакторов, которые рассматриваются в последние годы международным сообществом, направлены как на повышение безопасности, так и усовершенствование топливного цикла – возможность сжигания трансурановых элементов и использования огромных запасов ^{238}U и ^{232}Th . С нашей точки зрения, реактор [1], который основан на возникновении волны медленного ядерного горения в среде чистого ^{238}U , решает обе задачи – ядерная безопасность и использование ^{238}U , но в том случае, если его удастся реализовать. В работе [1] показано, что в среде ^{238}U при определенных условиях возможно распространение нейтронно-делительной волны. Действительно, если полупространство, заполненное веществом с ураном, облучать нейтронами, вблизи поверхности будет накапливаться плутоний. Со временем его концентрация может достичь критической, и тогда система может стать способной к саморазмножению. Нейтроны, вылетающие из зоны реакции, захватываются последующими слоями урана. В них также накапливается плутоний. При определенных условиях активная зона перемещается, и плутоний накапливается в следующих слоях. В результате возникает стационарная волна, во фронте которой уран перерабатывается в плутоний за счет нейтронов деления.

В работах [2, 3] говорилось о том, что реализация такого режима в реакторе обеспечит его внутреннюю безопасность. В работе [4] представлена концепция быстрого реактора, работающего в саморегулируемом режиме на глубине 100 м под землей в течение 30 лет без непосредственного участия человека. Эксплуатация такого реактора безопасна.

В работах [5, 6] предложены новые модели, направленные на разработку перспективного быстрого реактора. С помощью математического моделирования показано, что период реактора, работающего в саморегулируемом режиме, достигает 11 сут, в то время как в обычных реакторах нескольких минут (период реактора – это время, за которое

мощность возрастает в e раз). В работе [3] предложена модель реактора на металлическом топливе и показано, что при отсутствии управления мощность реактора за 2 года изменяется на 2,5%. Хотя авторы работ [3, 5, 6] ссылаются на работу [1], но в них автоволна делений плутония не образуется и рассмотренные реакторы не являются стационарными, так как их мощность без регулирования изменяется со временем. Возможно, это связано с геометрическими эффектами или выбором начальных условий. В то же время режим автоволны является наиболее интересным, поэтому следует проанализировать условия его возникновения сначала на основе упрощенных уравнений, затем перейти к более реальным математическим моделям.

Одна из таких упрощенных моделей рассматривается в работах [7-9]. В отличие от [1], где анализируется система четырех уравнений для концентраций нейтронов (в односкоростном приближении), урана-238, плутония-239 и урана-239, в этих работах рассматривается только одно уравнение для плотности потока нейтронов, а изменение концентрации нуклидов в волне учитывается модельной квадратичной зависимостью коэффициента размножения от флюэнса нейтронов. Такое приближение можно оправдать, если разложить зависимость концентрации плутония от волновой переменной (см. ниже) в ряд вблизи максимума и ограничиться квадратичными членами. В результате решение полученного уравнения имеет хорошо известный вид диффузионного солитона $\phi(\xi) = \phi_m \operatorname{sech}^2(\alpha\xi)$. В работах [7,8] исследуется влияние на решение мощностных обратных связей, отклонений от параболичности, способов инициации волны, а в работе [9] рассматривается влияние поперечных утечек (весь анализ в [7-9] проводится в одномерном случае).

Система четырех уравнений [1] значительно сложнее для аналитического исследования, не говоря о полной математической модели процесса с учетом зависимости потока нейтронов от энергии, запаздывающих нейтронов, продуктов деления, возможных температурных обратных связей и т.д. Однако модель [1] также позволяет несколько продвинуться в аналитическом исследовании процесса. По нашему мнению, очень важным

является доказательство самого существования автоволнового режима, причем с использованием как можно более полных математических моделей. При этом речь пока не идет о конструктивном воплощении данного режима и, естественно, очень важные для быстрых реакторов технические детали вообще не обсуждаются. Хотя уже существуют работы [10-12] в которых рассчитывается данный режим в реальных реакторах.

В настоящей работе изучаются свойства стационарной волны нейтронного деления в зависимости от параметров системы. Так же, как и в работе [1], задача решается в одногрупповом диффузионном приближении. Модель частично изменена: не предполагалось, как в работе [1], что ^{240}Pu , порождаемый вследствие захвата нейтронов ^{239}Pu , эквивалентен исходному ^{238}U . Кроме того, сечения захвата для ^{238}U , ^{239}U , ^{239}Pu не считались одинаковыми.

Автоволна делений. Рассмотрим полубесконечный цилиндр из урана, который с торца облучается нейтронами. ^{238}U может поглотить нейтрон и превратиться в ^{239}U . Из ^{239}U вследствие двух β -распадов образуется ^{239}Pu ($^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$) с характерным временем $\tau_\beta = 3,47$ сут. Промежуточные нуклиды $^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np}$ можно заменить одним «эффективным» нуклидом с временем жизни τ_β и концентрацией N_0 , так как время жизни ^{239}U намного меньше времени жизни ^{239}Np .

Плутоний делится нейтронами, выделяя нейтроны деления. Если локально концентрация плутония достигает критической, то внешний источник можно исключить, а профиль пространственного распределения нейтронной плотности постепенно стабилизируется. Теперь уже соседние слои ^{238}U поглощают нейтроны, и плутоний образуется в соседней области. Таким образом, центр энерговыделения смещается, и в среде образуется стационарная волна нейтронного деления. Впереди такой волны из активных компонентов есть только ^{238}U в начальной концентрации, за волной – остаточная концентрация ^{238}U , ^{239}Pu и продуктов деления.

Система уравнений, описывающих этот процесс, состоит из уравнения диффузии в одногрупповом приближении, которое описывает процесс распространения и захвата

нейтронов с учетом их генерации при делении плутония. В одномерном случае оно имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Dv_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + nv_n(v\sigma_f^{Pu} N_{Pu} - \sum_i \sigma_a^i N_i), \quad (1)$$

а также кинетических уравнений для концентраций основных нуклидов, принимающих участие в процессе:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_8}{\partial t} &= -nv_n \sigma_a^8 N_8; \\ \frac{\partial N_9}{\partial t} &= nv_n (\sigma_a^8 N_8 - \sigma_a^9 N_9) - N_9 / \tau_\beta; \\ \frac{\partial N_{Pu}}{\partial t} &= -nv_n \sigma_a^{Pu} N_{Pu} + N_9 / \tau_\beta. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь N_8 , n , N_9 , N_{Pu} – концентрация ^{238}U , нейтронов, «эффективного» нуклида и ^{239}Pu соответственно; D – коэффициент диффузии нейтронов; v_n – скорость нейтронов в среде; ν – среднее число мгновенных нейтронов; σ_a^i – сечения поглощения веществ, суммирование по i ведется по всем компонентам среды; σ_f^{Pu} – сечение деления ^{239}Pu . В системе уравнений не учитываются запаздывающие нейтроны ввиду разных временных масштабов, хотя не исключено, что они могут стабилизировать фронт волны. Не учитываются также продукты деления, зависимость потока нейтронов от энергии и возможные обратные связи в реакторе. Понятно, что сечения в этих уравнениях следует рассматривать как усредненные по всему спектру реактора.

Предполагаем, что существует решение системы (1), (2) в виде стационарной волны. Это значит, что неизвестная концентрация n , N_8 , N_9 и N_{Pu} становится функцией одной переменной $\xi = z + Vt$, где V – скорость распространения волны нейтронного деления, которую необходимо найти. Чтобы записать уравнения в безразмерном виде, нужно уравнение (1) умножить на $\tau = (v_n \sum \sigma_a^i N_i)^{-1}$ (τ – это время жизни нейтронов в среде), ввести безразмерную волновую переменную $x = (z + Vt)/L$ (L – диффузионная длина поглощения нейтронов, $L^2 = D\tau$) и относительную концентрацию $n_i = N_i/N_8(-\infty)$, $n_{кр} = N_{кр}/N_8(-\infty)$; где $N_{кр} = (\sum \sigma_a^i N_i) / \nu \sigma_f^{Pu}$ ($N_{кр}$ – критическая концентрация плутония); $n \rightarrow n \tau v_n \sigma_a^8$. После введения

безразмерного параметра $W = \tau_{\beta}V/L$, который характеризует скорость волны, и учета того, что для процессов с характерным временем τ_{β} производной по времени от нейтронной плотности можно пренебречь (адиабатическое приближение), система уравнений (1), (2) приобретает такой вид:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = n \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{кр}}\right); \quad (3)$$

$$W \frac{dn_8}{dx} = -nn_8;$$

$$W \frac{dn_9}{dx} = n(n_8 - bn_9) - n_9;$$

$$W \frac{dn_{Pu}}{dx} = -n\gamma n_{Pu} + n_9,$$

где $b = \sigma_a^9/\sigma_a^8$; $\gamma = \sigma_a^{Pu}/\sigma_a^8$.

Система уравнений [1] имеет немного иной вид:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = n \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{кр}}\right);$$

$$W \frac{dn_8}{dx} = -n(n_8 - n_9 - n_{Pu}); \quad (4)$$

$$W \frac{dn_9}{dx} = n(n_8 - n_9) - n_9;$$

$$W \frac{dn_{Pu}}{dx} = -n\gamma n_{Pu} + n_9.$$

В этих уравнениях $b = 1$. Из второго уравнения системы (4) следует, что ^{238}U образуется вследствие захвата нейтронов ^{239}Pu и ^{239}U . Такой процесс на самом деле не происходит, и в своей задаче мы его не учитывали.

Введенные параметры b и γ выражаются через отношения сечений реакций и, на первый взгляд, должны быть фиксированы. Однако в однокрупном приближении применяются усредненные по энергии сечения, которые можно выбрать лишь приближенно, фактически лишь по порядку величины, поскольку сечения реакций, как правило, сильно зависят от энергии нейтронов. Но спектр нейтронов в реакторе существенно определяется наличием или отсутствием замедлителя, конструкционными материалами, наличием поглотителей нейтронов и др., вследствие чего процедура усреднения сечений не

определена. Поэтому важно знать, как сильно зависят свойства волны от выбора усредненных сечений в определенном диапазоне, ведь выход за рамки одногруппового приближения сильно усложняет задачу. Следует также отметить, что параметр b определяется отношением сечений поглощения «эффективного» нуклида и ^{238}U . Так как время жизни ^{239}U намного меньше времени жизни ^{239}Np , то для оценок следует использовать сечение поглощения ^{239}Np .

Аналогичная ситуация с определением относительной критической концентрации плутония $n_{кр}$. Фактически $\sum_i \sigma_a^i N_i$ должна содержать макроскопические сечения всех веществ, которые поглощают нейтроны, в том числе и продуктов деления, т. е. величина $n_{кр}$ не является константой, а изменяется в процессе прохождения волны. Но в быстрых реакторах поглощением продуктов деления плутония можно пренебречь в первом приближении, а поглощение нейтронов другими материалами можно считать постоянными. Значит, относительная критическая концентрация плутония $n_{кр}$ является постоянным параметром задачи. Он определяется поглощением нейтронов в материалах, которые не принимают участия в распространении волны ядерного деления.

Решение системы (3) в виде стационарной волны должно удовлетворять таким краевым условиям:

$$\text{при } x = \pm \infty \quad n = 0; \quad (5)$$

$$\text{при } x = -\infty \quad n_8 = 1, \quad n_9 = n_{Pu} = 0. \quad (6)$$

Медленная волна. Аналитически продвинуться в решении системы (3) можно в двух предельных случаях: $\tau_\beta V/L \ll 1$ и $\tau_\beta V/L \gg 1$. Первый случай означает приближение медленной волны (скорость волны очень мала: расстояние, которое проходит волна за время τ_β , $\tau_\beta V$, значительно меньше длины диффузии нейтронов L), второй случай – приближение быстрой волны. Рассмотрим сначала приближение медленной волны. Для дальнейшего анализа все уравнения системы (3) поделим на $W = \tau_\beta V/L$, переопределив при этом

нейтронную плотность $n \rightarrow n/W$. Очевидно, что слагаемые dn_9/dx и bnn_9 малы по сравнению с n_9/W , в результате система упрощается:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 n}{dx^2} &= n\left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{кр}}\right); \\ \frac{dn_8}{dx} &= -nn_8; \\ \frac{dn_{Pu}}{dx} &= -n\gamma n_{Pu} + nn_8.\end{aligned}\quad (7)$$

Систему (7) можно частично проинтегрировать аналитически, понизив порядок с 4 до

1. Введем переменную μ : $d\mu = ndx$; $\mu = \int_{-\infty}^x n(\zeta)d\zeta$. Тогда из уравнений (7) с учетом краевых

условий (5), (6) найдем концентрацию как функцию переменной μ :

$$n_8 = \exp(-\mu), \quad (8)$$

$$n_{Pu} = \frac{1}{\gamma - 1} [\exp(-\mu) - \exp(-\gamma\mu)], \quad (9)$$

$$n^2 = \mu^2 - \frac{2}{n_{кр}(\gamma - 1)\gamma} \left[\gamma \cdot \exp(-\mu) - \frac{1}{\gamma} \exp(-\gamma\mu) - \gamma + \frac{1}{\gamma} + (\gamma - 1)\mu \right]. \quad (10)$$

Для решения в виде волны μ изменяется от 0 до некоторого $\mu_{\max} = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x)dx$.

Согласно с краевыми условиями $n(+\infty) = 0$. Это равносильно тому, что $n(\mu_{\max}) = 0$. Можно показать, что граничные условия (5) выполняются, только если функция $n^2(\mu)$ при $\mu = \mu_{\max}$ имеет корень кратности два. Его можно найти из системы алгебраических уравнений:

$$n^2(\mu_{\max}) = 0, \quad (11)$$

$$[n^2(\mu)]'_{\mu=\mu_{\max}} = 0. \quad (12)$$

Численно решая систему (10)–(12), находим относительную критическую концентрацию плутония $n_{кр}$ в приближении медленной волны для некоторых значений γ , которые представляют собой отношение сечения поглощения ^{239}Pu к сечению поглощения ^{238}U (табл. 1).

Для нахождения нейтронной плотности перепишем уравнение (10), учитывая связь между переменными μ и n :

$$\frac{d\mu}{dx} = \sqrt{f(\mu)}; \quad (13)$$

$$f(\mu) = \mu^2 - \frac{2}{n_{кр}(\gamma - 1)\gamma} [\gamma \exp(-\mu) - \frac{1}{\gamma} \exp(-\gamma\mu) - \gamma + \frac{1}{\gamma} + (\gamma - 1)\mu].$$

Найдя по уравнению (13) $\mu(x)$, получим нейтронную плотность $n(x)$, а также, учитывая формулы (8), (9), концентрацию $n_g(x)$ и $n_{Pu}(x)$. Обыкновенное дифференциальное уравнение (13) решаем численно, начальные условия задаем произвольно, поскольку структура уравнения такова, что разные решения $\mu = \varphi(x-C)$ отличаются лишь смещением вдоль оси x . Начальные условия можем задать, например, так: $\mu(0) = 0,1$, или $\mu(0) = 0,5$ – в этом случае волна сместится вдоль оси x вправо, а сам вид решения не изменится. Профили медленной волны представлены на рис.1. Оказывается, что режим с меньшим отношением сечений поглощения γ и большей относительной критической концентрацией плутония $n_{кр}$ является более выгодным с точки зрения выгорания ^{238}U . Как видно, при втором режиме после прохождения волны остается около 35 % начального количества урана, в то время как при больших γ около 50 %. Напомним, что отношение сечений поглощения γ определяется спектром реактора.

Быстрая волна. Рассмотрим теперь приближение быстрой волны $W \gg 1$ ($\tau_\beta \gg L/V$). Полная система уравнений (3) упрощается и частично интегрируется аналитически в случае $b = 0$ (отсутствие поглощения нейтронов эффективным нуклидом). Процесс прохождения волны в этом случае можно разделить на две стадии: быстрый фронт (характерное время всех процессов L/V) и медленный спад (характерное время τ_β). Для быстрого фронта, пренебрегая медленным β -распадом n_9 , после замены переменных получим

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = n(1 - n_{Pu}); \quad (14)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dn_{Pu}}{dx} = -nn_{Pu} + n_0[1 - \exp(-\mu)];$$

$$d\mu / dx = n,$$

где $n_0 = 1/\gamma n_{кр} W$; n_{Pu} измеряется в единицах $n_{кр}$. Система (14) решалась численно. Параметр задачи n_0 определялся из условия поведения заданного решения при $x \rightarrow \infty$: $n = n_0$, $n_{Pu} = n_{кр}$, что есть очевидным стационарным решением системы (14) при $x \rightarrow \infty$. Стационарное решение n_0 слабо зависит от отношения сечений γ : так, для $\gamma = 5$ $n_0 = 0,9664$, для $\gamma = 10$ $n_0 = 0,8042$. Значит, при $W \gg 1$ скорость волны пропорциональна $n_{кр}^{-1}$, а также приближенно пропорциональна γ^{-1} .

Найденные зависимости, для которых n_{Pu} выходит на $n_{кр}$, n_0 выходит на единицу, n — на n_0 , описывают лишь быстрый фронт волны (рис. 2). При учете конечного времени жизни n_0 эти зависимости переходят при больших значениях волновой переменной x в медленные зависимости такого вида: $n_{Pu} \rightarrow n_{кр}$, $n_0 \rightarrow \exp(-x/W)$, $n \rightarrow n_0 \exp(-x/W)$. При этом считается, что переход быстрого фронта в медленный спад происходит вблизи точки $x = 0$. Заметим, что в данном случае наблюдается почти полное выгорание ^{238}U .

Для промежуточных случаев, а именно при конечных значениях $0 < W < \infty$, точная система (3) решалась численно. При каждом значении критической концентрации плутония $n_{кр}$ волна нейтронного деления распространяется с определенной скоростью W , которая зависит от $n_{кр}$. С уменьшением $n_{кр}$ скорость волны W возрастает, выходя на линейную зависимость W от $n_{кр}^{-1}$. С увеличением скорости волны увеличивается концентрация нейтронов и относительная глубина выгорания ^{238}U .

Расчеты проводились при разных отношениях γ сечения поглощения ^{239}Pu к сечению поглощения ^{238}U и при разных отношениях b сечения поглощения «эффективного» нуклида к сечению поглощения ^{238}U . В случае медленной волны ($W \ll 1$) любая зависимость от b отсутствует. Для промежуточной скорости с увеличением скорости волны зависимость от b усиливается. Так, при увеличении значения b от 1 до 5 критическая концентрация плутония n_{cr} уменьшается на несколько процентов для малой скорости и до 30% для большой скорости. При фиксированной скорости волны относительная глубина выгорания ^{238}U и концентрация нейтронов изменяются приблизительно пропорционально относительной критической концентрации плутония $n_{кр}$.

Обсуждение результатов. Как для медленной, так и для быстрой волны с увеличением отношения сечений γ критическая концентрация плутония $n_{кр}$ при заданной скорости волны W уменьшается, в первом приближении обратно пропорционально γ . При этом уменьшается концентрация нейтронов, «эффективного» нуклида и ^{238}U .

Существенно, что при заданной скорости волны W и заданных параметрах среды критическая концентрация плутония $n_{кр}$ является также строго заданной, т. е. волновой режим исчезает, если критическая концентрация изменяется. Это хорошо видно на рис. 3, где для сравнения приведено изменение концентраций при одних и тех же параметрах W , γ и b , но разных $n_{кр}$. Незначительное отклонение $n_{кр}$ от значения, которое задавалось на рис. 3,а, приводит к исчезновению волнового режима на рис. 3,б, на котором хорошо видно возрастание нейтронной плотности, что может трактоваться как разгон реактора.

Если рассматривать критическую концентрацию плутония $n_{кр}$ как функцию скорости волны, то значение, которое отвечает предельному случаю медленной волны, является максимальным. При $n_{кр} > n_{\text{макс}}$ волна нейтронного деления не образуется вообще.

Нужно отметить, что критическая концентрация плутония является параметром среды и не может быть меньше некоторого предельного значения. С практической точки зрения целесообразно сосредоточиться на скоростях, которым отвечают физически реальные значения $n_{кр}$ (табл. 2).

Для физически реальной критической концентрации плутония волна нейтронного деления может иметь скорость в промежутке от почти нуля до приблизительно 3 см/сут. При этом относительная глубина выгорания ^{238}U изменяется от 50 до 80 %.

Очевидно, что само существование автоволнового режима делений ядер плутония в среде ^{238}U существенно зависит от параметров задачи, а именно от отношения между сечениями поглощения всех нуклидов, которые принимают участие в процессе, что в свою очередь определяется спектром реактора. Особенно определяющей является зависимость от критической концентрации плутония, которая определяется отношением сечения деления плутония к сечениям поглощения всех нуклидов. Отметим также, что вид зависимости

концентрации плутония от волновой переменной (Рис.1-3) позволяет разложение в ряд вблизи максимума и получение квадратичной зависимости, как в [7-9], однако асимметрия этой зависимости достаточно сильная и использование квадратичного приближения для описания волны кажется проблематичным.

Еще раз следует отметить, что анализ был выполнен на основе предположения, что критическая концентрация плутония является постоянной заданной величиной. В действительности она изменяется при прохождении волны, и возможно, что учет этого факта, а также других нуклидов, которые образуются при делении плутония и определяют его критическую концентрацию, может существенно изменить выводы. Особенно интересным может быть более детальное изучение вопроса о критериях существования автоволны в зависимости от нейтронного спектра реактора, но это требует выхода за пределы одногруппового приближения. Понятно, что все качественные выводы касаются также ториевого реактора, хотя отношения между параметрами будут отличаться.

Вопрос о стабилизации такой волны требует отдельного рассмотрения, поскольку даже простые качественные рассуждения показывают, что в некоторых условиях волна может быть нестабильной. Действительно, при облучении цилиндра с торца однородным потоком нейтронов плутоний будет распределен в приповерхностном слое однородно по радиусу. При достижении критического состояния плотность потока нейтронов, а значит, и концентрация плутония в соседнем слое будут иметь максимум в центре цилиндра и спадать к боковой поверхности из-за утечки нейтронов через боковую поверхность. При движении такой волны через цилиндр возможны две ситуации. Либо, пройдя некоторое расстояние, волна собирается в точку и исчезает, либо, если радиус цилиндра достаточно большой (во всяком случае больше $2l_a$, где l_a – длина свободного пробега нейтрона), через некоторое расстояние волна стабилизируется с почти плоским профилем концентрации плутония в центре цилиндра и резким спадом к боковой поверхности. Такие качественные рассуждения позволяют сделать некоторые выводы. Во-первых, перед проведением громоздких численных расчетов в многогрупповом приближении с учетом большого числа нуклидов в

реальной геометрии необходимо изучить такую систему на устойчивость автоволнового решения. Во-вторых, устойчивость автоволны существенно зависит от геометрии и параметров задачи (отношений между сечениями). В-третьих, численные расчеты реальных систем следует проводить с максимально возможной точностью, поскольку такие расчеты требуют пересчета сечений на каждом шаге, а отношения между сечениями определяют устойчивость волны.

Исследование устойчивости системы параболических уравнений представляет собой достаточно сложную задачу, в общем виде до сих пор не решенную. Однако в некоторых частных случаях можно применить методы, развитые в теории химического горения [13]. Так, в случае равенства коэффициентов диффузии компонентов, принимающих участие в реакции (для нашего случая это равенство нулю коэффициента диффузии нейтронов) можно показать, что волновое решение является устойчивым в быстром уран-плутониевом реакторе в плоской геометрии. Более сложные случаи требуют дальнейшего исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Феокистов Л.П.** Нейтронно-делительная волна.– Докл. Акад. Наук СССР, 1989, т. 309, с.864–867.
2. **Феокистов Л.П.** Безопасность – ключевой момент возрождения ядерной энергетики.– Успехи физ. наук, 1993, № 8, с. 89–102.
3. **Гольдин В.Я., Трощев Ю.В., Пестрякова Г.А.** Об управлении реактором на быстрых нейтронах в саморегулируемом режиме 2-го рода.–Докл. РАН, 1999, т. 369, № 2, с. 170–172.
4. **Teller E.** Nuclear energy for the third millennium.– Preprint, UCRL-JC-129547, LLNL, 1997.
5. **Гольдин В.Я., Анистратов Д.Ю.** Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме.– Мат. Моделирование, 1995, т. 7, № 10, с. 12–32.
6. **Гольдин В. Я., Пестрякова Г.А. Трощев Ю.В., Аристова Е.Н.** Быстрый реактор на оксидном уран-плутониевом топливе в саморегулируемом режиме.– Атомная энергия, март 2003, т.94, вып. 3, с. 184–190.
7. **H. van Dam.** Self-stabilizing criticality waves.– Annals of Nuclear Energy 27, 2000, p. 1505–1521

-
8. **H. van Dam. Flux distributions in stable criticality waves.**– Annals of Nuclear Energy 30, 2003, P. 1495–1504.
 9. **Xue-Nong Chen, Werner Maschek .** Transverse buckling effects on solitary burn-up waves.– Annals of Nuclear Energy 32, Issue 12 , 2005, P. 1377-1390.
 10. **Sekimoto, H., et al.** A new burnup strategy CANDLE.– Nucl. Sci. Eng. 139, 2001, p. 306–317.
 11. **Sekimoto, H., Tanaka, K.** Application of CANDLE Burnup Strategy to Small Reactors.–Trans. Am. Nucl. Soc. 87, 2002, P. 399-400.
 12. **Sekimoto, H., Ohoka, Y.** Application of Candle Burnup to Block-Fuel High Temperature Gas Reactor. – Proceeding of ICAAP’03, Cordoba, May 4-7, 2003, CD. Paper 3013.
 13. **Volpert A.I., Volpert Vit.A., Volpert VI.A.** Traveling Wave Solutions of Parabolic Systems.– Providence. R.I., American Mathematical Society, 2001, 410 p.

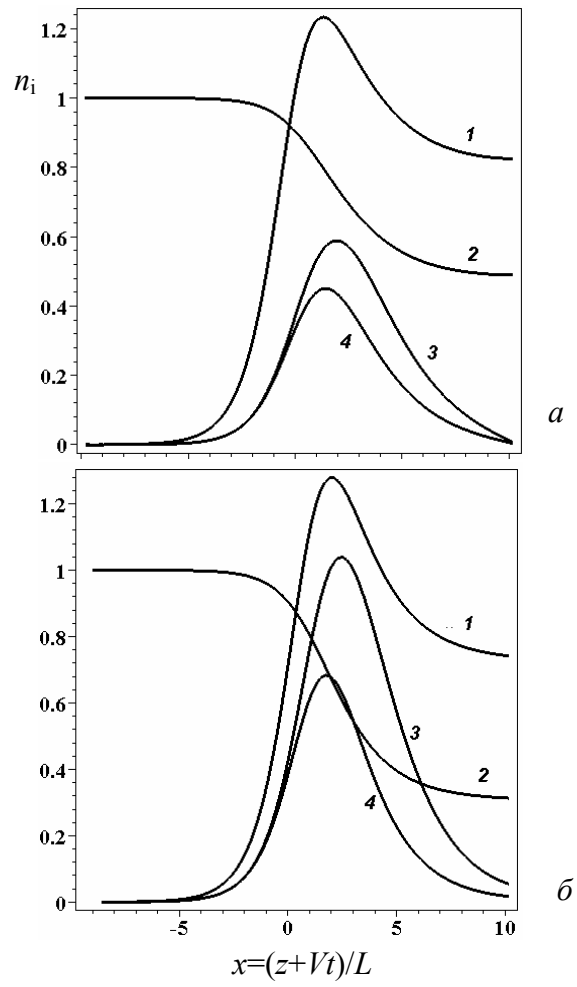


Рис. 1аб

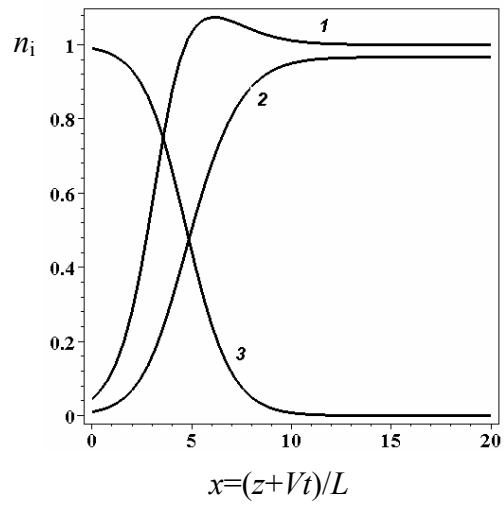


Рис. 2

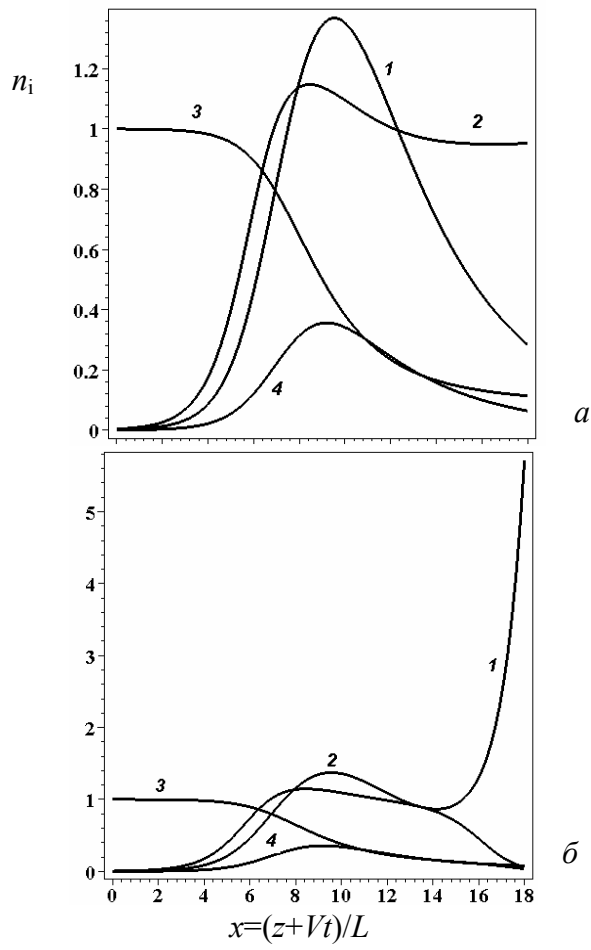


Рис. 3аб

Таблица 1. Зависимость $n_{кр}$ от γ в случае $W \ll 1$.

$n_{кр}$	γ
0,10456	5
0,09168	6
0,0740	8
0,06227	10
0,0539	12

Таблица 2. Зависимость W от $n_{кр}$ для $\gamma = 10$.

W	$n_{кр}$
0,01	0,06208
0,02	0,06188
0,1	0,0602
0,5	0,05145
1,4	0,03655

Подписи к рисункам.

Рис. 1. Зависимость безразмерной концентрации n_i от волновой переменной x в случае $W \ll 1$, $\gamma = 12$, $n_{кр} = 0,0539$ (а), $\gamma = 5$, $n_{кр} = 0,10456$ (б); для наглядности введены масштабные множители $n \rightarrow 5n$, $n_g \rightarrow 5n_g$, $n_{Pu} \rightarrow n_{Pu}/n_{кр}$: 1 – плутоний; 2 – ^{238}U ; 3 – нейтроны; 4 – «эффективный» нуклид.

Рис. 2. Зависимость безразмерной концентрации n_i от волновой переменной x в случае $W \gg 1$, $n_0 = 0,96648$, $n_{Pu}/n_{кр} \rightarrow 1$, $n \rightarrow n_0$: 1 – плутоний; 2 – нейтроны; 3 – ^{238}U .

Рис. 3. Зависимость безразмерной концентрации n_i от волновой переменной x при $W = 3$, $\gamma = 10$, $b = 1$, $n_{кр} = 0,0234311$ (а); $n_{кр} = 0,02344$ (б): 1 – нейтроны; 2 – плутоний; 3 – ^{238}U ; 4 – «эффективный» нуклид.

Павлович В. Н., Русов В. Д., Хотяинцев В. Н., Хотяинцева Е. Н., Юрченко А. С.

Реактор на медленной волне ядерного деления. – Атомная энергия, 2006, т. 101, вып.

На основе упрощенной системы уравнений исследованы свойства автоволны медленного ядерного горения, которая в определенных условиях может распространяться в среде, содержащей ^{238}U (или ^{232}Th). Показано, что на возникновение волны влияет спектр реактора и наличие в составе среды других веществ, которые определяют критическую концентрацию плутония (или ^{233}U). Рис. 3, табл. 2, список лит. 7 назв.

Slow Nuclear Fission Wave Reactor

Pavlovich V. M., Rusov V. D., Khotyayintsev V. M., Khotyayintseva O. M., Yurchenko O. S.