

## О НЕЙТРОННО-ДЕЛИТЕЛЬНОЙ ВОЛНЕ

А. П. Ершов, В. Ф. Анисичкин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, ers@hydro.nsc.ru

Рассматривается динамика развития нейтронно-делительной волны Л. П. Феоктистова. Оценивается возможность этого процесса в естественных условиях, а именно в недрах планет.

Ключевые слова: деление ядер, нейтроны, цепная реакция, диффузионное горение, геофизика.

В работе [1] Л. П. Феоктистовым показана возможность организации самораспространяющейся волны нейтронного деления в материале, неспособном в обычных условиях к цепной реакции (как  $^{238}\text{U}$ ). Например, если полупространство, заполненное ураном, облучать нейтронами, вблизи поверхности будет накапливаться плутоний. Со временем может быть достигнута критичность, и начнется реакция. Последующие слои урана улавливают нейтроны, вылетающие из зоны реакции; в них также растет концентрация плутония. При определенных условиях возникнет стационарная волна, не зависящая от деталей иницирования, во фронте которой уран будет перерабатываться в плутоний за счет нейтронов деления. Скорость волны порядка  $L/\tau$ , где  $L \approx 5$  см — диффузионная длина поглощения нейтрона,  $\tau = 2,3/\ln 2 = 3,3$  сут — время образования плутония из  $^{239}\text{U}$ . В работах [1, 2] среда из урана (или урановый цилиндр диаметром  $\approx 1$  м) используется как наглядный геометрический образ реактора-размножителя на быстрых нейтронах, обладающего внутренней безопасностью за счет большого времени  $\tau$  подготовки топлива и не требующего промежуточной операции выделения плутония.

Одновременно в [3, 4] была высказана гипотеза о концентрации актиноидов глубоко в недрах планет в ходе гравитационной дифференциации их вещества. Независимо и более основательно эта идея была разработана в [5, 6]. Как известно, земная кора обогащена ураном и торием по сравнению с мантией, что считают результатом перехода этих элементов в расплав при разогреве первичного вещества Земли с последующим выносом более легких жид-

ких фракций на поверхность. Однако существуют соединения, для которых более естественно обратное направление перемещения. Например, оксид урана  $\text{UO}_2$  плотнее вещества мантии и внешнего ядра и более тугоплавкий. При достаточно низкой растворимости  $\text{UO}_2$  в расплавах мантии и ядра (на что указывают данные [6]) следует ожидать выпадения частиц оксида урана на поверхность внутреннего (твердого) ядра Земли, радиус которого  $\approx 1200$  км. Сейчас оксид урана, тем более в смеси с жидким железом, инертен, но в прошлом, когда доля  $^{235}\text{U}$  была выше, цепная реакция представляется естественным следствием указанной гипотезы. Сказанное относится и к ряду других соединений урана ( $\text{UN}$ ,  $\text{UC}$ ). В [5] впервые рассматривались возможность ядерного взрыва части такого «месторождения», например, после удара крупного астероида, и планетарные последствия подобного события. В работах [6, 7] приведены экспериментальные и расчетные обоснования гипотезы и обсуждались некоторые другие возможности ядерного энерговыделения (сравнительно медленное выгорание, поддерживаемое осаждением новых порций горючего, реакция, связанная с распространением внутренней гравитационной волны уровня двухфазного слоя «оксид урана — жидкий металл», и ядерная детонация).

Очевидно, что наличие слоя концентрированного урана сообщило бы концепции нейтронно-делительной волны некоторую буквальность. Поскольку в такой волне (после начального поджигания) в принципе мог бы реагировать современный естественный и даже обедненный уран с выделением значительной энергии, несомненно важна оценка реальной возможности волнового режима. В данной работе рассмотрены характеристики таких волн и их возможные проявления.

Работа частично поддержана интеграционным проектом СО РАН № 97-24 «Изучение возможности взрывного энерговыделения в недрах планет».

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Задачу о возбуждении и распространении нейтронно-делительной волны рассмотрим в рамках приближений, принятых в [1]. В частности, сечения захвата нейтронов для всех веществ, кроме кислорода и железа, считаются равными сечению  $\sigma_a$  для  $^{238}\text{U}$ . Для железа сечение поглощения приблизительно на порядок меньше, а поглощение ядрами кислорода не учитывается. Уравнения [1] для наших целей удобно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - n \left( 1 - \frac{n_{\text{Pu}}}{n_{\text{cr}}} \right), \\ \frac{\partial n_8}{\partial t} &= -n(n_8 - n_{\text{Pu}} - n_9), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_9}{\partial t} = n(n_8 - n_9) - n_9, \quad \frac{\partial n_{\text{Pu}}}{\partial t} = n_9 - n \frac{n_{\text{Pu}}}{\gamma}.$$

Здесь время  $t$  и координата  $x$  измеряются в единицах  $\tau$  и  $L$  соответственно;  $n_8$ ,  $n_{\text{Pu}}$ ,  $n_9$  — безразмерные концентрации  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$  (в исходном состоянии  $n_8 + n_{\text{Pu}} = 1$ );  $n$  — плотность нейтронов в единицах  $(\sigma_a v \tau)^{-1}$ ,  $v$  — характерная скорость нейтронов;  $n_{\text{cr}}$  — критическая концентрация плутония;  $\gamma = \sigma_a / (\sigma_a + \sigma_f)$ ,  $\sigma_f$  — сечение деления  $^{239}\text{Pu}$ , так что равновесная концентрация плутония (при которой достигается баланс накопления и выжигания  $\text{Pu}$  нейтронами)  $\tilde{n} = \gamma n_8$ . Необходимое условие распространения волны  $\tilde{n} > n_{\text{cr}}$ ; тогда критические условия могут достигаться в процессе накопления плутония. Другими словами, в волне должен происходить переход через критическую концентрацию плутония снизу. Для этого требуется, чтобы критическая концентрация была достаточно мала, во всяком случае меньше равновесной.

Значение коэффициента  $\varepsilon = \lambda_a / (v \tau)$ , где  $\lambda_a$  — длина поглощения, невелико (для быстрых нейтронов — порядка  $10^{-12}$ ), так что производную по времени в первом уравнении (1) можно опустить. Это значит, что диффузия протекает значительно быстрее кинетики. В работе [1] решается стационарная задача — система обыкновенных дифференциальных уравнений. Для наших целей, однако, удобнее сохранить нестационарную форму (1), что позволяет проследить за формированием волны и оценить ее устойчивость. Диффузионное уравнение решалось по неявной схеме методом

прогонки. В расчетах значение  $\varepsilon$  брали достаточно малым, чтобы членом  $\varepsilon \partial n / \partial t$  можно было пренебречь по сравнению с другими и в то же время сохранить численную устойчивость схемы. Практически удовлетворительные результаты получались при  $\varepsilon = 0,001$ , но большинство расчетов проведено при  $\varepsilon = 0,0001$ . При этом диффузия все еще остается самым быстрым процессом, с запасом в 3–4 порядка.

В рамках данной постановки присутствие кислорода и железа влияет только на параметры модели, в основном на критическую концентрацию  $n_{\text{cr}}$  ( $\gamma$  не зависит от разбавления). В расчетах критическая концентрация варьировалась.

Наиболее грубое предположение модели — одnogрупповая трактовка нейтронов. До некоторой степени «отрегулировать» отнесение расчетов к реальным системам можно, используя для оценки  $n_{\text{cr}}$  более детальную многогрупповую схему. Критическая доля  $^{239}\text{Pu}$  в  $^{238}\text{U}$  при бесконечных размерах, рассчитанная по восьмигрупповым константам [8], составляет  $\approx 3,7\%$ . Разбавление кислородом до состава  $\text{UO}_2/\text{PuO}_2$  приводит к увеличению значения  $n_{\text{cr}}$  до  $6,4\%$ , в основном из-за смягчения спектра нейтронов. Присутствие железа в порох топлива при типичной «насыпной» концентрации последнего  $\approx 60\%$  увеличивает критическую долю  $^{239}\text{Pu}$  до  $8,2\%$  (приняты плотности  $\text{UO}_2/\text{PuO}_2$  —  $19,5$  и железа  $12 \text{ г/см}^3$  для условий на границе твердого ядра). Характерная длина  $L$  примерно такая же, как в  $^{238}\text{U}$  нормальной плотности — около  $6 \text{ см}$  (разбавление урана компенсируется сжатием). Для данной работы интерес представляет ситуация, когда исходный материал обогащен  $^{239}\text{Pu}$  или  $^{235}\text{U}$ . В духе приближений [1] предварительно будем полагать, что эти материалы эквивалентны. Для сравнения укажем расчетные критические концентрации  $^{235}\text{U}$ :  $5,3\%$  для металлического урана,  $7,85\%$  для оксида,  $9,8\%$  для смеси оксида с  $40\%$  (по объему) железа. Хотя плутоний несколько активнее, это различие второстепенное по сравнению с более грубыми предположениями модели и может сказываться только в пограничных ситуациях. Экспериментальное значение  $n_{\text{cr}} = 5,56\%$  для металлического урана [9], что дает представление о качестве констант [8].

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для тестирования схемы рассчитывалось

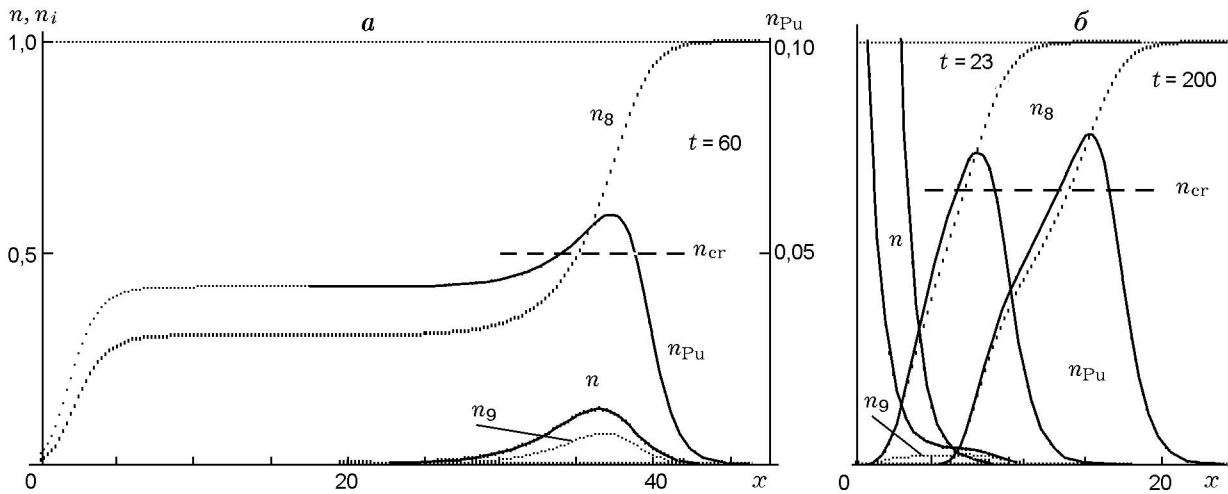


Рис. 1. Распространяющаяся (а) и «запертая» (б) волны:

участок зависимости  $n_{Pu}(x)$  выше линии  $n_{cr}$  — активная зона; для наглядности масштабы  $n_{cr}$  и  $n_{Pu}$  увеличены в 10 раз

формирование волны при отсутствии начального обогащения ( $n_g(x, 0) = 1, n(x, 0) = n_{Pu}(x, 0) = n_g(x, 0) = 0$ ), что соответствует постановке [1]. На левой границе расчетной области ( $x = 0$ ) задавался поток нейтронов: на каждом шаге по времени к  $n(0, t)$  добавлялась некоторая постоянная величина (0,1 за единицу времени). Здесь и далее полагалось  $\gamma = 0,1$  (т. е. для данного расчета в начальном состоянии  $\tilde{n} = 0,1$ ). Критическая концентрация варьировалась. Расчеты показали хорошее совпадение результатов с данными [1] для скорости волны при  $n_{cr} = 0,04 \div 0,064$ .

В [1] отмечена аналогия между стационарным уравнением диффузии и уравнением Шредингера. Это позволило записать критическое условие в виде

$$I = \int \sqrt{\frac{n_{Pu}}{n_{cr}} - 1} dx = \frac{\pi}{2}, \quad (2)$$

где интеграл берется по надкритической области ( $n_{Pu} > n_{cr}$ ). Равенство (2) аналогично условию Бора — Зоммерфельда в квантовой механике. Роль потенциальной ямы здесь играет (инвертированный) профиль концентрации плутония. Действительно, наши расчеты показали, что в установившемся режиме условие (2) выполняется с точностью до нескольких процентов. Более точного совпадения ожидать нет оснований, так как само условие квантования для нижнего уровня является приближенным.

На рис. 1,а показано распределение концентраций при  $n_{cr} = 0,05$  в момент времени

$t = 60$ . Скорость волны  $D = 0,625$ . Отметим, что в этом режиме выгорает  $\approx 70\%$   $^{238}\text{U}$ .

При  $n_{cr} > 0,064$  концентрация плутония также может превысить критическую, но стационарная волна не развивается. На рис. 1,б показаны результаты расчета при  $n_{cr} = 0,065$  в моменты времени  $t = 23$  и  $200$ . При  $t = 200$  достигнута даже большая концентрация  $n_{Pu}$  (и большее превышение над  $n_{cr}$ ), чем в предыдущем расчете, но размер зоны мал, так как передний фронт волны смещается крайне медленно; со временем концентрация  $n_g$  падает настолько, что в том же масштабе становится неразличимой. Качественно «запирание» можно объяснить следующим образом. Скорость накопления плутония падает с приближением к пределу  $\tilde{n}$ , поэтому концентрация нарастает медленно. Условие на интеграл  $I$  при малом значении разности  $n_{Pu} - n_{cr}$  требует значительной ширины надкритической области:  $\Delta \sim \sqrt{n_{cr}/(n_{Pu} - n_{cr})}$ ; однако характерная ширина волн не растет с повышением  $n_{cr}$ , а даже уменьшается. По мере выгорания  $^{238}\text{U}$  падает равновесная концентрация плутония:  $\tilde{n} = \gamma n_g$ . Масштабы рис. 1, 2 таковы, что в наших предположениях (при  $\gamma = 0,1$ ) равенство  $\tilde{n} = n_{Pu}$  достигается при пересечении кривых  $n_g$  и  $n_{Pu}$ . Как видно из рис. 1,б, с этого момента концентрация  $n_{Pu}$  начинает уменьшаться (на рис. 1,а спад  $n_{Pu}$  происходит несколько раньше пересечения из-за заметной концентрации промежуточного продукта  $n_g$ ). В результате критические условия в таком подвижном «реак-

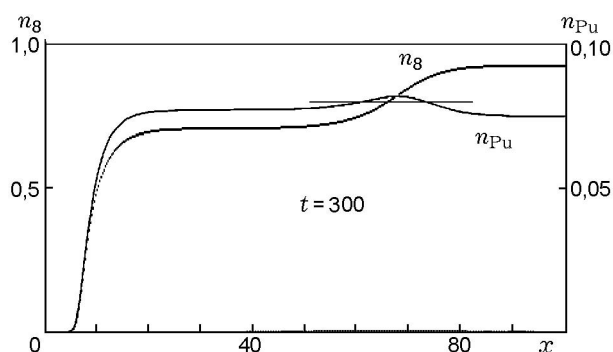


Рис. 2. Околокритический режим при высоком начальном обогащении:

масштабы  $n_{cr}$  и  $n_{Pu}$  увеличены в 10 раз

торе» не достигаются, и волна перемещается только за счет нейтронного потока с границы. По мере удаления от последней диффузии все труднее обеспечить продвижение волны, и распределение «застывает». При выключении внешнего источника нейтронов остановка волны происходит быстрее. Таким образом, при  $n_{cr} > 0,064$  не удается сформировать самоподдерживающуюся критическую область.

Присутствие активного изотопа в начальном уране, естественно, облегчает условия формирования волны [2]. На рис. 2 показана ситуация при  $n_{cr} = 0,08$  и  $n_{Pu}(x, 0) = 0,075$ . В момент времени  $t = 300$  сформировалась волна со скоростью  $D = 0,19$ . Эти условия близки к предельным: уже при  $n_{Pu}(x, 0) = 0,07$  волна не образуется. Видно, что волна при близких значениях  $n_{cr}$  и  $n_{Pu}(x, 0)$  гораздо более длинная. Концентрации  $n$  и  $n_g$  очень малы (амплитуды порядка толщины линии). Выгорание  $^{238}\text{U}$  здесь меньше, чем в режиме, показанном на рис. 1, но также значительно — около 20 %. Концентрация плутония за волной, как и на рис. 1, несколько выше начальной.

На первый взгляд, повышая начальную концентрацию  $n_{Pu}(x, 0)$ , можно обеспечить волновой режим и при  $n_{cr} \rightarrow \tilde{n}$ . На самом деле, не при любых значениях  $n_{cr} < \gamma$  можно «спасти» волну таким способом. Например, при  $n_{cr} = 0,09$  подобрать  $n_{Pu}(x, 0)$  не удалось. Нейтроны внешнего источника вначале выжигают плутоний на границе среды и перерабатывают уран в  $^{239}\text{Np}$ . Последний со временем начинает производить плутоний, но не успевает создать требуемую высокую концентрацию, а затем производство Pu падает из-за выжигания урана. Вблизи границы формируется все

более толстый слой, в котором отсутствуют как плутоний, так и уран (что заметно и на рис. 2). Диффузия нейтронов через этот слой не может обеспечить нарастания концентрации плутония, и волна не возникает даже при  $n_{Pu}(x, 0) = n_{cr}$ .

Таким образом, исходное обогащение активным компонентом несколько расширяет область существования волновых режимов. С приближением к пределу длина волны растет, а масштабы всех изменений уменьшаются. Отметим, что отношение Pu/U после волны возрастает довольно существенно. Это не означает превышения критичности: уран заменяется осколками деления, в принятом приближении эквивалентными как поглотители. Поэтому за волной состояние материала докритическое (а с учетом реальных свойств нуклидов будет дальше от критичности, чем начальное). Тем более материал за волной не способен к поддержанию волнового режима, так как ухудшается соотношение  $n_{cr}$  и  $\tilde{n}$ : осколки неспособны к производству плутония. Однако, если осколки будут эффективно удаляться (возможный механизм обсуждается ниже), активность материала за волной вполне может превзойти исходный уровень.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Начальное обогащение урана дает дополнительную свободу выбора режима сжигания урана в реакторах на быстрых нейтронах по концепции Л. П. Феоктистова. В частности, эффект «активизации» в рассмотренном приближении достаточен для использования оксидного топлива (у которого критическая концентрация — 6,4 % — даже без разбавления теплоносителем практически совпадает с предельной для волнового режима без обогащения). Можно надеяться, что эта качественная оценка сохранится и при обогащении  $^{235}\text{U}$  (с учетом меньшей активности, а также других противодействующих факторов). Более определенные выводы можно будет сделать после проведения достаточно детального многогруппового расчета с использованием реальных ядерных констант.

Рассмотрим теперь геофизические аспекты. Толщина слоя смеси  $\text{UO}_2/\text{Fe}$  может быть  $\approx 1$  м (если принять оценку доли урана в Земле порядка  $(2 \div 3) \cdot 10^{-8}$  г/г [10], при которой получается удовлетворительный баланс теплопродукции радиоактивного распада с современной

величиной теплового потока Земли). Возможны и большие концентрации, если снять требование установления теплового потока, что с учетом огромной тепловой инерции Земли вполне допустимо. В прошлом содержание урана и толщина слоя могли быть заметно больше (4 млрд лет назад — примерно вдвое). Таким образом, неопределенность имеющихся данных допускает образование слоя, по крайней мере, в несколько метров, в то время как уже при толщине в десятки сантиметров слой может быть критическим.

На возможность протекания в далеком прошлом цепных ядерных реакций в богатых урановых месторождениях указал П. К. Курода [11], отметив вероятное достижение критичности приблизительно 2 млрд. лет назад в присутствии воды как замедлителя. Позднее был найден естественный ядерный реактор Окло, который «работал» именно в это время (см. [12]). Для рассматриваемого «месторождения» внутри ядра Земли условия представляются даже более благоприятными, с учетом той разницы, что здесь реакция идет на быстрых нейтронах.

Концентрация  $^{235}\text{U}$  упала до критического (при бесконечных размерах) значения  $\approx 10\%$  примерно 3,3 млрд лет назад. После этого становится возможным накопление слоя значительной толщины. Далее в течение сравнительно небольшого интервала времени ( $\approx 300$  млн лет) концентрация упадет еще на  $\approx 2\%$ , после чего возникнет возможность распространения волны нейтронного горения. Характерная скорость волны порядка  $L/\tau$ , т. е. сантиметры в сутки. Время горения слоя на поверхности внутреннего ядра Земли будет порядка миллиона лет. Однако вблизи предела, что более вероятно, скорость волны будет мала и время составит порядка  $10^7$  лет. Геологически это небольшое время, и прохождение волны при заметном выгорании имело бы характер геологической катастрофы. Вместе с тем рассмотренный режим гораздо медленнее взрывных процессов, изучаемых в [5, 6]. Его можно сравнить с медленным, реакторного типа горением  $^{235}\text{U}$  [6], с той разницей, что в волне потенциально может перерабатываться и заметная доля  $^{238}\text{U}$ .

Поскольку ядерное энерговыделение велико, значительный разогрев среды происходит уже при весьма малой глубине реакции. Как и для обычных ядерных реакторов, здесь су-

щественны ограничения теплосъема. До некоторой степени проблема облегчается малой скоростью волны. Например, в ситуации, изображенной на рис. 2, средняя по сверхкритической области плотность тепловыделения составляет  $\approx 5$  МВт/л. Приближение к пределу распространения может снизить мощность до значения  $\approx 1$  МВт/л, характерного для активной зоны быстрых реакторов [13]. Можно ожидать, что естественный «самоходный» реактор также способен работать при такой теплонапряженности, поскольку и в нем тепло отводится жидким металлом. Естественно, вблизи предела волна будет чувствительной к различным отклонениям (состава, толщины слоя и пр.), которые могут привести к срыву волнового режима.

С удалением от предела возникнут конвективные течения, которые нарушат геометрию слоя взвеси и приведут к разбросу топлива. Однако это не обязательно означает прекращение распространения волны; более вероятно снижение ее средней скорости. По-видимому, возможен следующий сценарий. Реакция начинается локально в месте, где раньше всего достигаются критические условия по  $^{235}\text{U}$ . Этот естественный реактор может работать на малой мощности за счет стабилизирующих факторов (тепловое расширение, оседание новых порций топлива) или же давать кратковременные вспышки. Через несколько дней в окрестности создаются повышенные концентрации плутония и реакция распространяется в стороны. Конвекция уносит реагирующий материал, и в данном месте реакция прекращается. После перемешивания с окружающим веществом и охлаждения смесь оксидов урана и плутония вновь выпадает на границу слоя, по большей части в тех местах, где реакция еще не шла. Увеличение толщины слоя, причем с добавлением активного вещества, приближает условия к критическим. За счет такой своеобразной диффузии становится возможной вспышка в новом месте. Характерное время описанного пульсирующего процесса оценить непросто, но ясно, что он будет идти значительно медленнее горения в нейтронно-делительной волне, чем и обеспечивается приемлемый средний теплоотвод. Отметим, что  $\alpha$ -распад плутония (время жизни 34600 лет) не будет ограничением, так как продуктом распада является  $^{235}\text{U}$ .

В конвективном режиме следует ожидать самоочищения активного слоя. Оскол-

ки деления, образующие более легкие соединения, будут отделяться от тяжелых актиноидов (всплывать)[4]. В меньшей степени этот же фактор может проявляться и для «нормального» волнового процесса. Отметим, что в волне концентрация плутония возрастает (см. рис. 1, 2; по существу, это и есть эффект размножения). При учете отделения шлаков более вероятно не единственное катастрофическое событие, а неоднократное прохождение волн горения при относительно небольшом выгорании урана в каждой из них.

До сих пор не упоминалась роль тория, количество которого в  $\simeq 4$  раза больше, чем урана. Следует ожидать, что соединения тория также будут участвовать в формировании плотного слоя, значительно увеличивая его толщину. Если материалы перемешаны, горение одного только урана затруднено из-за падения эффективного обогащения (торий не имеет природного делящегося изотопа). Однако идеального перемешивания как раз трудно ожидать; должны присутствовать макроскопические неоднородности, в том числе области с преобладанием урана. Зажигание таких активных пятен может вовлечь в реакцию нейтронного деления и торий, который будет перерабатываться в  $^{233}\text{U}$  (с характерным временем 39,5 дней). Скорость волны, лимитированной этим временем, на порядок меньше, чем при горении урана (однако это соотношение вряд ли соблюдается для пульсирующего режима). Время жизни  $^{233}\text{U}$   $2,3 \cdot 10^5$  лет, т. е. интервал характерных времен, в котором потенциально возможен рассматриваемый процесс, также весьма широк.

В настоящее время возможность волнового режима сомнительна (если только не произошло существенного изменения изотопного состава активного слоя за счет эффекта размножения). Как уже говорилось, даже в сплошном оксиде урана критическая концентрация совпадает с предельно допустимой в рассмотренном приближении. Нынешняя доля  $^{235}\text{U}$  мала и практически не облегчает условий распространения. Поэтому даже при специальной организации глубинного ядерного реактора топливо поджечь не удастся. Интервал времени, когда могли распространяться волны деления, можно оценить как  $2 \div 3$  млрд лет назад. Подбор «кандидатов» среди геологических событий выходит за рамки данной работы. Однако отметим, что периоды геологической активнос-

ти могут быть связаны с цикличностью ядерного энерговыделения в предполагаемых выше процессах.

Проведенные расчеты основаны на приближенной модели [1], дополненной «приравниванием»  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Качественные оценки влияния приближений затруднительны, поскольку волновой режим при ожидаемом составе активного слоя недалек от предела распространения. Большой интерес представлял бы более полный расчет с учетом всех основных изотопов и спектра нейтронов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Феоктистов Л. П.** Нейтронно-делительная волна // Докл. АН СССР. 1989. Т. 309, № 4. С. 864–867.
2. **Феоктистов Л. П.** Безопасность — ключевой момент возрождения ядерной энергетики // Успехи физ. наук. 1993. Т. 163, № 8. С. 89–102.
3. **Driscoll R. B.** Nuclear disruption of a planet with convective outer core // Bull. Amer. Phys. Soc. 1988. V. 33, N 4. P. 1031. (APS Meeting. Baltimore, 18–21 April 1988. Abstract GM12).
4. **Herndon J. M.** Feasibility of a nuclear fission reactor at the center of the Earth as the energy source for the geomagnetic field // J. Geomagnetism and Geoelectricity. 1993. V. 45. P. 423–437.
5. **Анисичкин В. Ф.** Взрываются ли планеты? // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 1. С. 138–142.
6. **Митрофанов В. В., Анисичкин В. Ф., Воронин Д. В. и др.** О возможности взрывного ядерного энерговыделения в недрах планет // V Забабахинские научные чтения: Труды Междунар. конф., Снежинск, 1998. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999. Ч. 1. С. 67–76.
7. **Митрофанов В. В.** О гетерогенной ядерной детонации на реакции деления // VI Забабахинские научные чтения: Тезисы Междунар. конф., Снежинск, 2001. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2001. С. 41.
8. **Уолтер А., Рейнольдс А.** Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
9. **Групповые константы для расчета реакторов и защиты / Л. П. Абагян, Н. О. Базаянц, М. Н. Николаев, А. М. Цибуля.** М.: Энергоиздат, 1981. С. 232.
10. **Wasserburg G. J., MacDonald G. J. F., Hoyle F., Fowler W. A.** Relative contribution of U, Th and K to heat production in the Earth // Science. 1964. V. 143, N 3605. P. 465–467.
11. **Kuroda P. K.** On the nuclear physical stability of the uranium minerals // J. Chem. Phys. 1956. V. 25, N 4. P. 781–782.

- 
12. **Петров Ю. В.** Естественный ядерный реактор Окло // Успехи физ. наук. 1977. Т. 123, № 3. С. 473–486.
13. **Физическая** энциклопедия / Под ред. А. М. Прохоров и др. М.: Большая Рос. энцикл., 1994. Т. 4. С. 298.

*Поступила в редакцию 7/VI 2002 г.*

---