

Диффузионная кинетика газообразных продуктов деления при облучении ядерного топлива

© Н.М. Власов, В.А. Зазноба

Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение „ЛУЧ“,
142100 Подольск, Московская область, Россия
e-mail: Zaznoba47@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 сентября 2013 г.)

Предложен и математически обоснован физический механизм диффузионной миграции газообразных продуктов деления (ГПД) в окрестности тройных стыков границ зерен при выгорании ядерного топлива. Диффузионная кинетика проанализирована с учетом первого инварианта тензора напряжений рассматриваемого структурного дефекта. Результаты математического моделирования представляют интерес для анализа набухания ядерного топлива вследствие роста межзеренных пор и образования каналов для миграции ГПД вдоль границ зерен.

Введение

При облучении ядерного топлива на основе урана (UO_2 , UC, UN) образуются продукты деления и примеси внедрения. Среди точечных дефектов радиационного происхождения выделяются благородные газы (криптон и ксенон). Их характерной особенностью является низкая растворимость в объеме ядерного топлива. Поэтому газообразные продукты деления (ГПД) диффузионно мигрируют на внутренние стоки и внешнюю поверхность изделий. Если в качестве внутренних стоков рассматривают межзеренные поры, то ГПД снижают и полностью устраняют лапласовское давление на поверхности поры. Это сопровождается диффузионной миграцией радиационных вакансий в объем поры. Граница поры перемещается и ее объем увеличивается. В макроскопическом масштабе наблюдают газовое набухание ядерного топлива. При слиянии соседних пор объем новой поры также возрастает по сравнению с суммарным объемом отдельных пор.

Объединение пор по границам зерен поликристалла сопровождается формированием протяженных межзеренных каналов для выхода продуктов деления и примесей внедрения. Физическая модель этого процесса выглядит следующим образом. Сначала образуются полости цилиндрической формы в окрестности тройных стыков границ зерен (линейный дефект) вследствие торможения зернограничного проскальзывания. Благородные газы диффузионно мигрируют в эти полости и снижают лапласовское давление. После полного устранения последнего ГПД создают давление на поверхности полости в радиальном направлении. В окрестности цилиндрической полости возникают окружные растягивающие напряжения. Они „расклинивают“ соприкасающиеся границы зерен и способствуют раскрытию микротрещин. Если уровень окружных напряжений не приводит к охрупчиванию материала по границам зерен, то происходит диффузионный рост межзеренных зародышей пор вследствие потока радиационных вакансий. Такова

качественная картина образования каналов вдоль границ зерен для выхода продуктов деления и примесей внедрения при выгорании ядерного топлива.

Граница зерна наноразмерного поликристалла (рис. 1) представляет собой конечную полигональную стенку краевых дислокаций. Она с двух сторон окаймлена тройными стыками. Упругой моделью последних являются клиновые дисклинации разного знака (дисклинационный диполь). Конечная полигональная стенка краевых дислокаций не обладает дальнедействующим полем напряжений. Поля напряжений отдельных дислокаций стенки взаимно компенсируются, и суммарное напряжение в линейной теории упругости экспоненциально спадает по нормали к границе зерна. При отсутствии дальнедействующего поля напряжений диффузионный

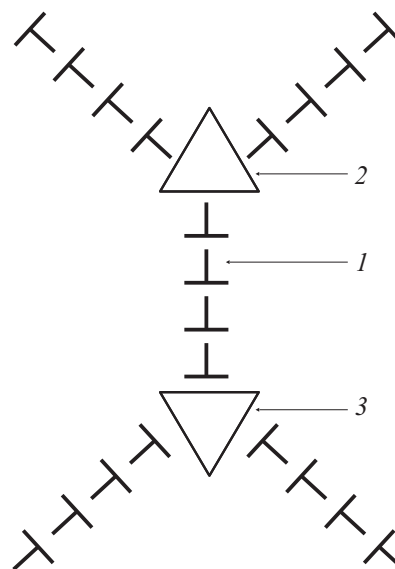


Рис. 1. Дислокационно-дисклинационная модель границы зерна: 1 — конечная полигональная стенка краевых дислокаций, 2 — клиновая дисклинация с отрицательной дилатацией (напряжения сжатия), 3 — клиновая дисклинация с положительной дилатацией (напряжения растяжения).

поток радиационных точечных дефектов обусловлен градиентом их концентраций. Клиновые дисклинации (упругая модель тройного стыка границ зерен) обладают дальнедействующим полем напряжений. Это приводит к миграции точечных дефектов радиационного происхождения в окрестности тройных стыков границ зерен с разной дилатацией. Межузельные атомы диффузионно мигрируют в область напряжений растяжения, а вакансии — в зону напряжений сжатия.

Настоящая работа посвящена математическому моделированию диффузии ГПД в полости цилиндрической формы. Они образуются в окрестности тройных стыков границ зерен ядерного топлива при торможении зерно-границного проскальзывания. Логическая схема содержания статьи выглядит следующим образом. В разд. 1 рассматриваются упругие модели тройных стыков границ зерен, которые представляют собой клиновые дисклинации разного знака. Разд. 2 посвящен диффузионной миграции ГПД в полости цилиндрической формы с учетом первого инварианта тензора напряжений клиновой дисклинации. Разд. 3 настоящей работы рассматривает диффузионную кинетику ГПД в стационарном приближении. Получены простые аналитические соотношения для описания изменения лапласовского давления на поверхности цилиндрической полости в зависимости от поля напряжений клиновой дисклинации. Результаты теоретического анализа диффузионной кинетики ГПД при облучении ядерного топлива затрагивают вопросы распухания и образования каналов для миграции продуктов деления и примесей внедрения вдоль границ зерен.

1. Упругие модели тройных стыков границ зерен

Для количественного описания диффузионных процессов необходимо использовать первый инвариант тензора напряжений клиновой дисклинации. Этот структурный дефект моделирует поле напряжений тройного стыка границ зерен при внешнем нагружении. Аналитическое выражение для первого инварианта тензора напряжений с точностью до несущественных постоянных имеет логарифмическую зависимость от радиальной координаты [1,2]

$$\sigma_{II} = -\frac{\mu\omega(1+\nu)}{2\pi(1-\nu)} \left(1 + 2 \ln \frac{r}{R}\right), \quad r_0 \leq r \leq R, \quad (1)$$

где μ — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, ω — модуль вектора Франка (измеряется в радианах), r_0 и R — внутренний и внешний радиусы окружения клиновой дисклинации. При $\omega < 0$ (дисклинация с отрицательной дилатацией) $\sigma_{II} < 0$ на внутренней поверхности дисклинации и $\sigma_{II} > 0$ на внешней. Если $\omega > 0$ (дисклинация с положительной дилатацией), то знак σ_{II} меняется. Характерный размер r_0 составляет несколько межатомных расстояний, а величина R равна половине среднего расстояния между тройными стыками

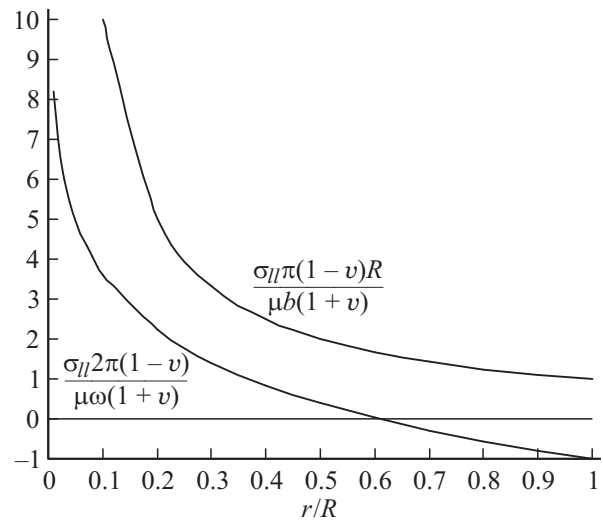


Рис. 2. Зависимость приведенных значений σ_{II} от безразмерного радиуса для положительной клиновой дисклинации $\sigma_{II}2\pi(1-\nu)/\mu\omega(1+\nu)$ и краевой дислокации $\sigma_{II}(1-\nu)R/\mu b(1+\nu)$ при $\frac{r_0}{R} = \frac{b}{R} = 0.01$.

границ зерен. Для сравнения приведем значение σ_{II} для свободной (не в составе полигональной стенки) краевой дислокации

$$\sigma_{II} = -\frac{\mu b(1+\nu) \sin \theta}{\pi(1-\nu) r}, \quad r_0 \leq r \leq R, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi, \quad (2)$$

где r и θ — полярные координаты, b — модуль вектора Бюргера краевой дислокации. Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Величина r_0 соответствует ядру краевой дислокации (несколько межатомных расстояний), а значение R есть половина среднего расстояния между краевыми дислокациями в зависимости от их скалярной плотности. На рис. 2 приведены безразмерные соотношения (1) и (2) в зависимости от безразмерного радиуса при $\omega > 0$ и $\theta = 3\pi/2$. Отчетливо видно, что эти структурные несовершенства при прочих равных условиях обладают дальнедействующими полями напряжений по сравнению с краевыми дислокациями в составе полигональной стенки. Поэтому продукты деления и примеси внедрения при выгорании ядерного топлива диффузионно мигрируют прежде всего на тройные стыки границ зерен, а далее осуществляется их перенос через границы зерен.

Упругая энергия клиновой дисклинации неограниченно возрастает при увеличении внешнего радиуса. Поэтому в системе образуется дисклинационные диполи. Разнесенность полей дилатации на определенное расстояние снижает уровень возникающих напряжений и материал сохраняет свою сплошность. Здесь просматривается аналогия с краевой дислокацией, для которой характерно наличие слабо разнесенных напряжений растяжения и сжатия в пределах нескольких межатомных расстояний.

Тройные стыки границ зерен являются концентраторами термонапряжений при облучении ядерного топлива. Это обусловлено разными значениями предела текучести соприкасающихся зерен по кристаллографическим направлениям. Упругой моделью подобных концентраторов напряжений является клиновья дисклинация. При торможении зернограничного проскальзывания в окрестности тройных стыков границ зерен образуются полости цилиндрической формы. Это есть один из механизмов релаксации концентратора напряжений. Основу релаксационного процесса составляет уменьшение упругой энергии в окрестности тройных стыков границ зерен. При этом плотность упругой энергии клиновья дисклинации с разными знаками дилатации одинакова, поскольку квадратично зависит от компонент тензора напряжений. Другими словами, квадрат модуля вектора Франка при любом знаке имеет постоянное значение. В самом деле, плотность упругой энергии находится из выражения

$$W = \frac{I_1^2 - 2(1 + \nu)I_2}{E}, \quad (3)$$

где $I_1 = \sigma_{ll} = \sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{zz}$ — первый инвариант тензора напряжений клиновья дисклинации, $I_2 = \sigma_{rr}\sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{rr}\sigma_{zz} + \sigma_{\varphi\varphi}\sigma_{zz}$ — второй инвариант тензора напряжений этого структурного дефекта, σ_{ik} — компоненты тензора напряжений, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона [3]. Модуль вектора Франка ω присутствует в каждой компоненте тензора напряжений, т.е. плотность упругой энергии пропорциональна величине ω^2 . Физически это означает, что при одинаковых условиях релаксация напряжений с энергетических позиций протекает идентично для клиновья дисклинаций разного знака. Однако последующая кинетика диффузионных процессов существенно различается. Рассмотрим это более подробно.

Цилиндрическая полость образуется в окрестности тройного стыка границ зерен с положительной дилатацией (напряжения растяжения). Лапласовское давление на поверхности полости определяется из выражения γ/r_1 , где γ — поверхностное натяжение, r_1 — радиус цилиндрической полости. Поле напряжений клиновья дисклинации не изменяет лапласовское давление, так как радиальная компонента тензора напряжений $\sigma_{rr} = 0$ на поверхности полости. Однако окружные напряжения сжатия от лапласовского давления уменьшаются из-за наличия всестороннего растяжения $\sigma_{ll}/3$. Поэтому вероятность раскрытия микротрещин по границам соприкасающихся зерен возрастает. Градиент величины $\sigma_{ll} > 0$ способствует миграции ГПД в цилиндрическую полость. Это приводит к устранению лапласовского давления. Далее начинается диффузионная миграция радиационных вакансий и соответствующее увеличение радиуса полости. Окружные напряжения растяжения при внутреннем давлении газа совместно с величиной $\sigma_{ll}/3$ стимулируют образование межзеренных каналов для выхода продуктов деления и примесей внедрения. Это обусловлено тем, что радиационные вакансии вытесняются

из области растягивающих напряжений на полости по границам зерен. Физическая модель диффузионного процесса качественно изменяется при образовании цилиндрической полости в окрестности тройного стыка границ зерен с отрицательной дилатацией (напряжения сжатия). Окружные напряжения сжатия совместно с величиной $\sigma_{ll}/3 < 0$ затрудняют раскрытие микротрещин по границам соприкасающихся зерен. Кроме того, сжимающие напряжения тормозят диффузионную миграцию газообразных продуктов деления. Поэтому вакансионный рост полостей в окрестности тройных стыков и по границам зерен также замедляется. Можно высказать предположение, что основную ответственность за распухание ядерного топлива несут поры в окрестности тройных стыков границ зерен с положительной дилатацией. Разумеется, такое предположение неоднозначно, поскольку при однородном распределении ГПД происходит их вытеснение из области сжимающих напряжений на стоки в виде полостей различной формы. Лапласовское давление устраняется, и вакансионный рост полостей происходит в обычном диффузионном режиме. Не исключается, что с незначительными отклонениями ГПД диффузионно мигрирует в полости цилиндрической формы в окрестности тройных стыков границ зерен с разными знаками полей напряжений. Экспериментальные результаты по характерному размеру межзеренных пор могли бы на качественном уровне уточнить принятые модельные представления. Далее, сохраняя общность, рассмотрим диффузионные процессы в окрестности тройных стыков границ зерен с положительной дилатацией (напряжения растяжения).

2. Диффузия ГПД в окрестности цилиндрической поры

Торможение зернограничного проскальзывания в окрестности тройного стыка границ зерен сопровождается образованием полостей цилиндрической формы. Упругой моделью этого структурного дефекта является клиновья дисклинация с положительной дилатацией. Потенциал взаимодействия (энергия связи) ГПД с первым инвариантом тензора напряжений клиновья дисклинации определяется известным выражением

$$V = -\frac{\sigma_{ll}}{3} \delta v, \quad (4)$$

где δv — изменение объема ядерного топлива при размещении ГПД (криптона или ксенона). Низкая растворимость благородных газов в объеме топлива обеспечивает их диффузионную миграцию (иногда в составе комплекса с вакансиями) в образовавшиеся полости (в окрестности тройного стыка и на границы соприкасающихся зерен). Лапласовское давление заменяется давлением ГПД и начинается вакансионный рост полостей различной формы. Кинетика диффузионной миграции ГПД в полости цилиндрической формы описывается

параболическим уравнением при соответствующих начальных и граничных условиях [4]

$$\frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\nabla(C\nabla V)}{kT} + \frac{\beta_1 F}{D}, \quad r_1 < r < R,$$

$$C(r, 0) = 0, \quad C(r_1, t) = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = R, \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии атомов газа, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, r_1 и R — внутренний и внешний радиусы цилиндрической полости, F — число делений ядер урана в единице объема за единицу времени, β_1 — доля газовых атомов на одно деление ядра урана. При $\sigma_{II} > 0$ (напряжения растяжения) и $\delta v > 0$ (благородные газы увеличивают параметр кристаллической решетки) потенциал V принимает отрицательное значение. Физически это означает миграцию газовых примесей в области растягивающих напряжений и их вытеснение из области напряжений сжатия. Величина $\sigma_{II} > 0$ возрастает при изменении расстояния около цилиндрической полости от R до r_1 . Поэтому ГПД дополнительно переносятся (помимо градиента концентрации) за счет градиента потенциала V .

Физический смысл начального и граничных условий задачи (5) вполне очевиден. В начальный момент времени концентрация атомов газа равна нулю. Такая же концентрация ГПД поддерживается на поверхности образовавшейся цилиндрической полости. Физически это означает мгновенное поступление атомов газа в пору. Краевое условие при $r = R$ (на границе окружения тройного стыка границ зерен) вытекает из симметрии диффузионной задачи. Диффузионный поток ГПД разделяется между соседними порами. Другими словами, каждый тройной стык границ зерен рассматривается независимо от других. Значение β_1 определяется из следующих соображений. На одно деление ядра урана приходится 0.25 атомов газа (криптона и ксенона) [5]. Если принять $F = 10^{19}$ fission/(m³/s), то $\beta_1 F = 0.25 \cdot 10^{19}$ at./(m³/s). Атомы газа равномерно (в среднем) распределены по объему топлива. Потенциал взаимодействия V имеет логарифмическую зависимость от радиальной координаты. Особенность логарифмической функции ($\Delta V = 0$, $\nabla V = 1/r$) упрощает математическую формулировку задачи (5)

$$\frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{(1 + \alpha)}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\beta_1 F}{D}, \quad r_1 < r < R,$$

$$C(r, 0) = 0, \quad C(r_1, t) = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = R, \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{\mu\omega(1+v)\delta v}{3\pi(1-v)kT}$$

Все обозначения соответствуют принятым ранее. Безразмерный параметр α определяет отношение энергии связи клиновой дисклинации с атомами газа к энергии

теплового движения. Если $|\alpha| \ll 1$, то внутренние напряжения дают малый вклад в кинетику диффузионной миграции газовых атомов. При $|\alpha| \gg 1$ процесс диффузии протекает исключительно за счет поля напряжений клиновой дисклинации. Для $|\alpha| \approx 1$ диффузионные потоки ГПД вследствие градиентов концентрации и потенциала V сопоставимы.

Правая часть уравнения (6) зависит от безразмерного параметра α . При $\partial C/\partial r > 0$ диффузионная кинетика ГПД определяется знаком этого параметра. Если $\alpha < 0$ (клиновая дисклинация с отрицательной дилатацией), то $(\alpha/c)\partial C/\partial r < 0$ следует интерпретировать как „сток“ ГПД в окрестности цилиндрической полости. Нейтронное облучение ядерного топлива поставляет ГПД, а поле напряжений клиновой дисклинации (напряжения сжатия при $\alpha < 0$) задерживает их миграцию в объем поры. Физическая прозрачность наиболее отчетливо проявляется при $\alpha = -1$. В этом случае диффузионная кинетика ГПД описывается уравнением

$$\frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{\beta_1 F}{D}, \quad r_1 < r < R,$$

$$C(r, 0) = 0, \quad C(r_1, t) = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = R. \quad (7)$$

Все обозначения остаются неизменными. Поле напряжений клиновой дисклинации изменяет симметрию задачи: миграция ГПД в окрестности цилиндрической поры протекает по закону плоской симметрии. Физически это означает замедление диффузионного процесса. Действительно, в цилиндрической системе координат член $(1/r)\partial C/\partial r$ оператора Лапласа можно рассматривать как некоторый „источник“ ГПД. В задаче (7) этот источник исчезает и в пору поступает меньше атомов газа. Если $\alpha > 0$ (клиновая дисклинация с положительной дилатацией), то член $(\alpha/r)\partial C/\partial r < 0$ представляет собой дополнительный источник ГПД (в дополнение к $\beta_1 F/D$). Теперь в объем поры поступает больше атомов газа. Математическая формулировка диффузионной задачи принимает вид

$$\frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\beta_1 F}{D}, \quad r_1 < r < R,$$

$$C(r, 0) = 0, \quad C(r_1, t) = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = R. \quad (8)$$

В этом случае также изменяется симметрия уравнения диффузии: миграция ГПД в объем цилиндрической поры осуществляется по закону сферической симметрии. Физически это означает ускорение диффузионного процесса. При этом градиенты концентрации и потенциала взаимодействия V действуют в одном направлении: напряжения растяжения в окрестности поры помогают миграции ГПД за счет градиента поля напряжений. Атомы газа создают давление на поверхности цилиндрической полости. Для оценки этой величины вполне применимы законы идеального газа, поскольку количество

вакансий существенно превышает число газовых атомов. Поэтому для определения давления ГПД используется известное соотношение $p = nkT$, где n — концентрация атомов газа (число атомов газа в единице объема). Если $p \geq \gamma/r_1$, то радиальные напряжения на поверхности поры становятся сжимающими и туда поступают неравновесные вакансии радиационного происхождения. На границах соприкасающихся зерен имеются сферические полости малого размера. Туда также мигрируют атомы газа и снижают лапласовское давление. Если $p \geq 2\gamma/r_2$ (r_2 — радиус сферической поры), то формируются межзеренные каналы для выхода продуктов деления и примесей внедрения. Поэтому изначальной причиной газового распухания ядерного топлива является диффузионная миграция ГПД в межзеренные полости различной формы (от цилиндрических до сферических). Внутриверенные поры наноразмерного диапазона дают незначительный вклад в процесс распухания ядерного топлива. Кооперативный процесс их формирования происходит в термодинамически открытых системах за счет релаксации температурных напряжений. Последние возникают в материале топлива вследствие объемного тепловыделения. Этот вопрос представляет самостоятельный интерес и здесь не затрагивается.

3. Стационарный процесс миграции ГПД

Решения уравнений (7) и (8) представляют собой достаточно громоздкие выражения. Их анализ мало способствует выяснению физического смысла протекающих диффузионных процессов. Поэтому рассмотрим стационарное приближение. Обоснованность предлагаемого подхода обусловлена тем, что изменение лапласовского давления на поверхности цилиндрической поры протекает значительно медленнее по сравнению с диффузионной миграцией газообразных продуктов деления. Определим давление ГПД в цилиндрической поре для следующих вариантов: 1) напряжения препятствуют миграции атомов газа, 2) напряжения не принимают участия в диффузионном процессе, 3) напряжения помогают миграции газовых атомов. Математическая формулировка соответствующих задач при одинаковых краевых условиях имеет вид

$$\frac{d^2C}{dr^2} = -\frac{\beta_1 F}{D}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dC}{dr} \right) = -\frac{\beta_1 F}{D}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dC}{dr} \right) = -\frac{\beta_1 F}{D}, \quad (3)$$

$$r_1 < r < R, \quad C(r_1) = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = R. \quad (9)$$

Все обозначения соответствуют принятым ранее. Безразмерный параметр задачи α принимает значения $-1, 0$

и 1 соответственно. Оператор Лапласа в цилиндрической и сферической системах координат представлен в удобной для интегрирования форме. Из решения уравнений (9) определяем диффузионные потоки ГПД через поверхность цилиндрической поры и соответствующие давления атомов газа. После несложного интегрирования получим

$$p_1 = 2\beta_1 F k T t \left(\frac{R}{r_1} - 1 \right), \quad (1)$$

$$p_2 = \beta_1 F k T t \left(\frac{R^2}{r_1^2} - 1 \right), \quad (2)$$

$$p_3 = \frac{2}{3} \beta_1 F k T t \left(\frac{R^3}{r_1^3} - 1 \right), \quad (3) \quad (10)$$

где t — время диффузионной миграции ГПД (измеряется в секундах); p_1, p_2 и p_3 — давления атомов газа для трех вариантов задачи (9). Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Видно, что при прочих равных условиях давление ГПД зависит от безразмерного параметра R/r_1 . Если давление атомов газа превышает лапласовское, то в цилиндрическую пору поступают радиационные вакансии. Их миграция обусловлена радиальными напряжениями сжатия за счет давления атомов газа. Характерный размер поры увеличивается с одновременным уменьшением давления ГПД, поскольку теперь на неизменную концентрацию газовых атомов приходится больший объем. Снижение газового давления обратно пропорционально квадрату радиуса цилиндрической поры (поперечное сечение поры). С увеличением радиуса поры уменьшается и лапласовское давление (обратно пропорционально радиусу поры). За одинаковое время давление ГПД снижается интенсивнее по сравнению с лапласовским. Поэтому через определенное время диффузионный поток вакансий сменяется потоками атомов газа. Диффузионный процесс приобретает квазипериодический характер. Разумеется, качественная картина предполагаемого периодического диффузионного процесса нуждается в математическом обосновании.

Далее рассмотрим варианты (2) и (3) соотношений (10). Первое из них описывает кинетику ГПД без учета поля напряжений клиновидной дисклинации. Миграция атомов газа в цилиндрическую пору происходит только за счет градиента концентрации. Второе соотношение определяет давление ГПД с учетом поля напряжений клиновидной дисклинации. При этом для первого инварианта тензора напряжений характерна следующая зависимость от радиальной координаты: увеличение σ_{II} при изменении радиуса от R до r_1 . Это ускоряет диффузионную миграцию атомов газа в полость цилиндрической формы. Отношение соответствующих давлений при одинаковых условиях определяется весьма просто

$$\frac{p_2}{p_3} = \frac{2\left(\frac{R^2}{r_1^2} + \frac{R}{r_1} + 1\right)}{3\left(\frac{R}{r_1} + 1\right)}. \quad (11)$$

Это соотношение показывает, что поле напряжений клиновой дисклинации (упругая модель тройного стыка границ зерен) уменьшает время достижения радиальных напряжений сжатия на поверхности поры. Другими словами, поле напряжений клиновой дисклинации сокращает время для начала увеличения объема поры вследствие миграции неравновесных вакансий. В рамках принятой модели это соответствует случаю, когда полость цилиндрической формы образуется в окрестности тройного стыка границ зерен с положительной дилатацией (напряжения растяжения). Если же пора образуется в окрестности тройного стыка границ зерен с отрицательной дилатацией (напряжения сжатия), то миграция ГПД в пору задерживается. Отношение соответствующих давлений соотношения (10) составляет

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{2}{\frac{R}{r_1} + 1}. \quad (12)$$

Это выражение при $R/r_1 > 1$ всегда меньше единицы. Физически это означает замедление поступления атомов газа в цилиндрическую пору для снижения лапласовского давления.

Заключение

Поры цилиндрической формы образуются в окрестности тройных стыков границ зерен в результате торможения зернограничного проскальзывания. Этот процесс существенно зависит от уровня и характера распределения температурных напряжений при выгорании ядерного топлива. Поэтому представляется интересным с научной точки зрения и важным в смысле практических приложений рассмотреть различные виды высокотемпературного топлива на основе урана (UO_2 , UC, UN). Эти соединения отличаются друг от друга по комплексу теплофизических и упругих свойств, что сказывается на величине возникающих термонапряжений.

Диффузионная миграция ГПД в полость цилиндрической формы затрагивает и соприкасающиеся границы зерен. Если в их окрестности (вблизи цилиндрической поры) имеются микрополости сферической формы, то туда также мигрируют атомы газа. Их давление устраняет поверхностные напряжения растяжения и происходит рост сферических пор по границам зерен за счет неравновесной концентрации вакансий. Так образуются каналы для выхода продуктов деления и примесей внедрения при облучении ядерного топлива. Для изучения этих вопросов следует осуществить математическое моделирование диффузионных процессов при образовании каналов вдоль границ зерен.

При выгорании ядерного топлива образуются атомы газа. Их отличает низкая растворимость в объеме топлива. Поэтому они мигрируют на различные стоки: поры, микротрещины, дислокации, дисклинации. Перечисленные стоки обладают полями внутренних напряжений.

Диффузионная кинетика с учетом последних представляется важной для понимания особенностей распухания ядерного топлива.

Перечисление перспективных направлений теоретических исследований можно продолжить. Разумеется, такой список не является полным. Однако развернутое описание предполагаемых исследований позволит полнее использовать неоспоримые преимущества высокотемпературного ядерного топлива в процессе эксплуатации.

Список литературы

- [1] Лихачев В.А., Хайров Р.Ю. Введение в теорию дисклинаций. Л.: ЛГУ, 1975. 183 с.
- [2] Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986. 221 с.
- [3] Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, Пер. с англ. (1979). 560 с.
- [4] Драгунов Ю.Г., Власов Н.М., Иванов С.Д., Федик И.И. Самоуравновешенные внутренние напряжения. М.: МГОУ, (2010). 391 с.
- [5] Дегальцев Ю.Г., Пономарев-Степной Н.Н. Поведение высокотемпературного ядерного топлива при облучении. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. 134 с.