

МЕХАНИЗМЫ РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО УРАНОВОГО ТОПЛИВА И ЕЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ

В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Терещенко

Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса, Украина

Обоснованы и представлены обобщенные диаграммы радиационно-термической ползучести для неделящихся (конструкционных) и для делящихся (топливных) металлов. Качественно определены области применения теоретических моделей радиационной ползучести. Показано, что нелинейности кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести обусловлены особенностями использовавшейся теоретической модели радиационной ползучести, основанной на концепции дислокации как неидеального стока для ТД и работающей при пересыщении ТД, а также особенностями генерации радиационных ТД в делящихся металлах. Следовательно, нелинейности кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести, по-видимому, характерны лишь для делящихся материалов.

ВВЕДЕНИЕ

Большое разнообразие теоретических моделей радиационной ползучести объединяет одно общее положение – наличие в облучаемом материале высокой концентрации точечных дефектов (ТД) и стоков для них. Учет этого положения с привлечением дислокационных представлений позволяет объяснить особенности радиационной ползучести материалов под напряжением результатом скольжения и переползания дислокаций в поле распределенных препятствий. Аналитические теоретические модели, построенные на основе этих представлений, позволяют судить о характере влияния некоторых факторов на скорость радиационной ползучести. Однако выявление особенностей радиационной ползучести на основе модели движения дислокаций в поле распределенных препятствий возможно лишь с привлечением методов математического моделирования на ЭВМ.

Объем облучаемого материала заполнен стоками для ТД: дислокациями, петлями, порами и т.д. Поэтому концентрация ТД в образце зависит от пространственных координат, времени и может быть найдена из решения диффузионных уравнений, описывающих миграцию ТД:

$$\frac{\partial C_V(r, t)}{\partial t} + \omega \cdot \nabla J_V(r, t) = -\alpha \cdot C_V(r, t) \cdot C_I(r, t),$$

$$\frac{\partial C_I(r, t)}{\partial t} + \omega \cdot \nabla J_I(r, t) = -\alpha \cdot C_V(r, t) \cdot C_I(r, t),$$

где C_V и C_I – концентрации вакансий и межузельных атомов соответственно; J_V и J_I – плотности потоков вакансий и межузельных атомов; $\omega \sim a^3$ – атомный объем; a – постоянная решетки; α – коэффициент взаимной рекомбинации ТД. Решение этих уравнений сопряжено с преодолением больших вычислительных трудностей, обусловленных необходимостью задания граничных условий на всех стоках ТД, которые, как правило, хаотически распределены по объему образца. В работе [1] показано, что путем усреднения этих уравнений по объему δV , включающему большое число стоков, и по временному ин-

тервалу δt , значительно превосходящему время жизни каскадов (для делящихся материалов превосходящему и время жизни термических пиков), совершается переход от вышеприведенных уравнений к уравнениям для скоростей реакций образования и гибели ТД, которые известны в литературе как уравнения для скоростей химических реакций. Таким образом, уравнения для усредненных концентраций C_V и C_I принимают вид:

$$\frac{dC_V}{dt} = (1 - f) \cdot K - \omega \cdot \sum_S N_S \cdot I_V^S - \alpha \cdot C_V \cdot C_I,$$

$$\frac{dC_I}{dt} = K - \omega \cdot \sum_S N_S \cdot I_I^S - \alpha \cdot C_V \cdot C_I,$$

где K/ω – число Френкелевских пар, создаваемых в единице объема за единицу времени; N_S – число стоков типа S в единице объема; I_α^S – число ТД типа α , приходящих за единицу времени на сток типа S ; $f \cdot K$ – число вакансий, идущих за единицу времени в единице объема на образование вакансионных петель, если в центральных областях каскадов (для делящихся материалов и в центральных областях термических пиков) образуются вакансионные петли, время жизни которых превышает δt .

1. ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛЕЙ РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ

Анализ имеющихся теоретических моделей радиационной ползучести металлов показывает, что их можно разделить на отдельные группы по следующему важнейшему, с нашей точки зрения, для понимания различий между ними признакам:

– учитывают ли модели тонкую структуру (ступеньки и перегибы) ядра дислокаций (например, работы [2–6] учитывают, а работы [7–11] не учитывают);

– учитывают ли модели особенности генерации радиационных ТД в делящихся металлах (например, работы [4–7] учитывают, а работы [2, 3, 8–11] не

учитывают), т. е. применимы ли модели лишь для конструкционных металлов или они применимы как для конструкционных, так и для топливных металлов.

В моделях, не учитывающих тонкую структуру ядра дислокаций, для последних применяется модель идеального стока [4–6], т. е. величина потока ТД на нее имеет бесконечно большое значение. В моделях, учитывающих тонкую структуру ядра дислокаций, они рассматриваются как объект с некоторой внутренней структурой ядра, например, со ступеньками, которые являются стоками для ТД, а так как термическая концентрация ступенек невелика, то дислокация перестает быть идеальным стоком для ТД, т. е. поток ТД, стекающих на дислокацию, конечен, и вблизи дислокации может устанавливаться концентрация ТД, превышающая равновесную (пересыщение ТД) [4–6]. Будет ли реализовываться возможность пересыщения ТД, зависит также от скорости генерации радиационных ТД.

Генерация радиационных ТД в неделяющихся металлах происходит посредством известных механизмов взаимодействия частиц радиационного потока с атомами кристаллической решетки металла, и скорость генерации радиационных ТД (обозначим ее через K_1) в этом случае главным образом зависит лишь от плотности потока облучающих частиц (обозначим ее через Φ): $K_1(\Phi)$. Генерация же радиационных ТД в делящихся металлах происходит также посредством известных механизмов взаимодействия частиц радиационного потока с атомами кристаллической решетки металла (скорость генерации ТД также $K_1(\Phi)$), но еще и посредством взаимодействия осколков разделившихся ядер с атомами кристаллической решетки металла (области термических пиков) (обозначим эту скорость генерации ТД $K_2(\Phi, \alpha)$), причем она зависит еще и от степени обогащения α делящегося металла).

Таким образом, полная скорость генерации радиационных ТД (обозначим ее через $K(\Phi, \alpha)$) в делящихся металлах может быть выражена в виде: $K(\Phi, \alpha) = K_1(\Phi) + K_2(\Phi, \alpha)$. Аналогичное выражение применено, например, в [7]. Причем скорость генерации радиационных ТД посредством последнего процесса ($K_2(\Phi, \alpha)$), например, в обогащенном уране при плотностях потока тепловых нейтронов и температурах, соответствующих рабочим условиям энергетических реакторов, значительно превышает $K_1(\Phi)$ [4–7].

Во всех теоретических моделях радиационной ползучести металлов скорость переползания дислокаций, а, следовательно, и скорость радиационной ползучести ($\dot{\epsilon}$) пропорциональна скорости генерации радиационных ТД. Поэтому для общего случая можно записать:

$$\dot{\epsilon} \sim K(\Phi, \alpha) = K_1(\Phi) + K_2(\Phi, \alpha). \quad (1)$$

Таким образом, будет ли реализовываться воз-

можность пересыщения ТД (при умеренных температурах) и, следовательно, будет ли обосновано применение модели радиационной ползучести, полагающей дислокацию неидеальным стоком для ТД, для неделяющихся материалов, зависит от $K_1(\Phi)$, а для делящихся металлов – от $K_1(\Phi) + K_2(\Phi, \alpha)$. Причем, например, для обогащенного урана (металлическое урановое топливо) при плотностях потока тепловых нейтронов и температурах, соответствующих рабочим условиям энергетических реакторов, будет ли реализовываться возможность пересыщения ТД (при умеренных температурах), определяется выражением:

$$K(\Phi, \alpha) \approx K_2(\Phi, \alpha).$$

Вышеизложенное позволяет представить различные обобщенные диаграммы радиационно-термической ползучести ([12]) для неделяющихся (конструкционных) металлов (рис.1) и для делящихся (топливных) металлов (рис.2).

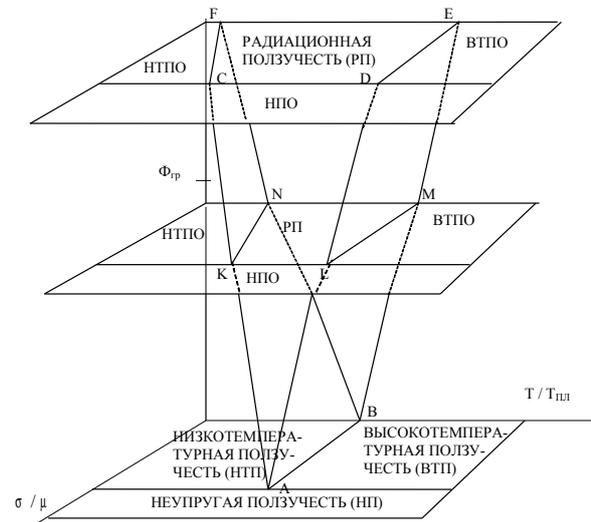


Рис. 1. Обобщенная диаграмма радиационно-термической ползучести для конструкционных металлов и сплавов

Φ – плотность потока; T – температура в K , $T_{пл}$ – температура плавления металла в K ; σ – приложенное напряжение сдвига; $\Phi_{гр}$ – граничная плотность потока

На рис.1 условно обозначена величина $\Phi_{гр}$, ниже которой применимы модели радиационной ползучести, основанные на модели дислокации как идеального стока для ТД, а выше которой – модели радиационной ползучести, основанные на модели дислокации как неидеального стока для ТД.

Для делящихся металлов на рис.2 обозначена аналогичная величина $K_{гр}$.

В [4–6] представлена теоретическая модель радиационной ползучести в рамках механизма сколь-

жения и переползания дислокаций, основанная на концепции дислокации как неидеального стока для ТД. Предложенная модель работоспособна при установившейся концентрации радиационных ТД, значительно превышающей термически равновес-

ную. Можно предполагать, что применение модели целесообразно как для делящихся, так и неделящихся металлов, находящихся при умеренных температурах под действием облучения с большой плотностью потока (рис. 1, 2).

0100090000037400000002001c0000000000400000003010800050000000b020000000050000000c021d0ecb0
d040000002e0118001c000000fb029cff000000000009001000000cc0440001254696d6573204e657720526f6d616e
00000000000000000000000000000000040000002d0100000400000002010100050000000902000000020d00000
0320a5a000000010004000000000cb0d160e20992d001c000000fb021000070000000000bc02000000cc010202225
3797374656d000000000000180000003cc8110001000000e30400000000000040000002d010100030000000000

Рис. 2. Обобщенная диаграмма радиационно-термической ползучести для деформируемых металлов и сплавов $K(\Phi, \alpha)$ – скорость генерации точечных дефектов, T – температура в К, $T_{пл}$ – температура плавления металла в К, σ – приложенное напряжение сдвига, K_p – граничная скорость генерации точечных дефектов

Что касается рассматриваемого в [4–6] перспективного, согласно [13], применительно к условиям активных зон ряда энергетических реакторов металлического урана и его сплавов, находящихся под облучением тепловыми нейтронами, то для них область целесообразного применения предложенной модели радиационной ползучести определяется областью температур в интервале 100°...700°С и плотностями потока тепловых нейтронов $>10^{11}$ н/см²с, то есть, в основном соответствует условиям эксплуатации ТВЭЛов в энергетических реакторах.

Проводилось моделирование радиационной ползучести реакторного топлива с помощью программного обеспечения (ПО), представляющего собой развитие “динамического” метода моделирования скольжения и переползания гибких дислокаций, и теоретической модели радиационной ползучести, описанных в работах [4–6]. Результаты компьютерного моделирования радиационной ползучести металлического уранового топлива на основе разработанной теоретической модели радиационной ползучести (дислокация – как неидеальный сток для ТД) [5–6] показали существование инверсии (нелинейности) кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести. Анализ этих кривых, полученных при компьютерном моделировании, показал, что наличие горба обусловлено кинетикой самого процесса радиационной ползучести.

Действительно, проведенные в [5–6] компьютерные исследования показывают, что такой вид полученных для технического урана и его сплавов с малыми добавками молибдена (0,9...1,3%) кривых термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести обусловлен самой моделью радиационной ползучести, основанной на модели дислокации как неидеального стока для ТД, особенностями генерации радиационных ТД в урановом металлическом топливе (при моделировании $K(\phi, \alpha) \approx K_2(\phi, \alpha)$) и видом использованной при моделировании детерминированной функции отжига радиационных ТД. Следовательно, нелинейности кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести характерны для теоретических моделей, учитывающих тонкую структуру (ступеньки и перегибы) ядра дислокаций и учитывающих модели особенности генерации радиационных ТД в делящихся металлах. Для других теоретических моделей они могут и не проявляться.

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснованы и представлены обобщенные диаграммы радиационно-термической ползучести для неделящихся (конструкционных) и для делящихся (топливных) металлов. Качественно определены области применения теоретических моделей радиационной ползучести.

Показано, что нелинейности кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести обусловлены особенностями использованной теоретической модели радиационной ползучести, основанной на концепции дислокации как неидеального стока для ТД и работающей при пересыщении ТД, а также особенностями генерации радиационных ТД для делящихся металлов $K(\phi, \alpha) \approx K_2(\phi, \alpha)$. Следовательно, нелинейности кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести, по-видимому, характерны лишь для делящихся материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.G. Wolfer, L.K. Mansur, J.A. Sprague // *Rad. Eff. in Breeder Reactor Structural Materials*. Scottsdale, Ariz. 1977. 841p.
2. Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. М.: «Атомиздат», 1972, 599 с.
3. В.А. Бородин, А.И. Рязанов. Радиационная ползучесть материалов, вызванная анизотропией диффузии точечных дефектов в ядрах дислокаций // *Атомная энергия*. 1987, т.63, вып. 2, с.127–128.
4. В.А. Тарасов. Математическое моделирование радиационной ползучести реакторного топлива на примере урана и его сплавов // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2001, №2(79), с.23–30.
5. В.А. Тарасов. Компьютерное моделирование радиационной ползучести реакторного топлива // *УФЖ*. 2000, №10, с.23–35.
6. В.А. Тарасов. Математическое моделирование радиационной ползучести реакторного топлива на примере урана и его сплавов // *Материаловедение*. 2002, вып.6, с.11–17.
7. Э.С. Айтхожин, Ш.Ш. Ибрагимов, С.К. Кусаинов, Ю.С. Пятилетов. Исследование радиационной ползучести альфа-урана // *Известия АН Каз. ССР. Серия физико-математическая*. 1981, №6, с.42–46.
8. В.С. Карасев, А.Ю. Тоцкий, Л.С. Ожигов. Влияние примесей на переходную радиационную ползучесть никеля // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1994, вып.1(61), с.1–8.
9. П.А. Селищев, В.И. Сугаков. Влияние радиационной пористости на ползучесть облучаемых материалов // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2001, №2(79), с.19–22.
10. Ю.С. Пятилетов // *Физика металлов и материаловедение*. 1982, т.54, с.783.

11.Ш.Ш. Ибрагимов, В.В. Кирсанов, Ю.С. Пятилетов. *Радиационное повреждение металлов и сплавов*. М.: «Энергоатомиздат», 1985, 239 с.

12.В.А. Тарасов. Обобщенная диаграмма ползучести открытой физической системы “металл (сплав) + нагрузка + облучение” // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2000,

№4 (78), с.318–319.

13.В.С. Красноруцкий, В.Р. Татаринев. Разработка ТВЭЛов с топливом на основе металлического урана для энергетических реакторов // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1999, №1, №2 (73, 74), с.87–94.

МЕХАНІЗМИ РАДІАЦІОННОЇ ПОВЗУЧОСТІ МЕТАЛЕВОГО УРАНОВОГО ПАЛИВА ТА ЇЇ ТЕМПЕРАТУРНІ НЕЛІНІЙНОСТІ

В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Терещенко

Обґрунтовані та представлені узагальнені діаграми радіаційно-термічної повзучості для неподільних (конструкційних) та для подільних (паливних) металів. Якісно визначені області використання теоретичних моделей радіаційної повзучості. Показано, що нелінійності кривої термічної залежності усталеної швидкості радіаційної повзучості зумовлені особливостями використаної теоретичної моделі, заснованої на концепції дислокації як неідеального стоку для ТД та працюючої при пересиченні ТД, а також особливостями генерації радіаційних ТД у подільних металах. Отже, нелінійності кривої термічної залежності усталеної швидкості радіаційної повзучості характерні лише для подільних матеріалів.

THE MECHANISMS OF THE METAL URANIUM FUEL RADIATION CREEP AND ITS TEMPERATURE UNLINESES

V.D. Rusov, V.A. Tarasov, D.A. Tereshenko

The model of a radiation creep is explained within the framework of the mechanism of gliding and climbing dislocations based on the conception of a dislocation as not ideal sink for point radiation defects (PRD). The offered model is efficient for installed concentration PRD, considerably exceeding thermally steady state concentration. The mathematical model for the computer program simulating the offered model of radiation creep is developed. The curves of installed rate of a radiation creep from temperature for uranium and its alloys with small additions of molybdenum (from 0,9% to 1,3 %) are obtained.