

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

PACSnumbers: 61.72.Hh, 61.72.J-, 61.80.Az, 61.82.Bg, 62.20.Hg, 81.40.Lm, 81.40.Wx

Особенности переходной ползучести под облучением

Т. П. Диденко, П. А. Селищев*

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
просп. Акад. Глушкова, 4,
03680, ГСП, Киев, Украина*

**University of Pretoria, Department of Physics,
Private bag X20,
0028 Hatfield, South Africa*

В работе теоретически получена временная зависимость скорости ползучести металла под облучением. Установлены условия существования равных нулю минимумов скорости ползучести и времена их появления. Исследовано, как меняется положение провалов скорости ползучести с изменением температуры облучения. Полученные результаты сопоставлены с экспериментально наблюдаемыми зависимостями скорости ползучести от времени.

Ключевые слова: ползучесть, облучение, вакансии, междоузельные атомы, дислокации.

В роботі теоретично одержано часову залежність швидкості плазучості металу під опроміненням. Встановлено умови існування рівних нулю мінімумів швидкості плазучості та часи їх появи. Досліджено, як змінюється положення провалів швидкості плазучості зі зміною температури опромінення. Одержані результати порівняно з експериментально спо-

Corresponding author: Tetiana Petrivna Didenko
E-mail: didenko2010@gmail.com

*Taras Shevchenko National University of Kyiv,
4 Academician Glushkov Ave., 03680 Kyiv, Ukraine*

**University of Pretoria, Department of Physics,
Private bag X20, 0028 Hatfield, South Africa*

Please cite this article as: T. P. Didenko and P. O. Selyshchev, Features of the Transient Creep under an Irradiation, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 2: 1001 (2016) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.02.0175.

стережуваними залежностями швидкості плазучості від часу.

Ключові слова: повзучість, опромінення, вакансії, міжвузлові атоми, дислокації.

The temporal dependence of creep rate of metal under an irradiation is theoretically obtained in this paper. The conditions of zero minimums of the creep-rate existence as well as the times of their appearance are determined. The changing of the position of creep-rate dips in the conditions of the temperature exposure change is investigated. The obtained results are compared with the experimentally observed dependence of the creep rate on time.

Key words: creep, irradiation, vacancies, interstitial atoms, dislocations.

(Получено 25 июля 2015 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Конструкционные материалы ядерных реакторов находятся в напряжённом состоянии; поэтому под облучением их ресурс может в значительной мере определяться ползучестью, которая заметно возрастает в условиях облучения [1–3].

В задачах радиационной физики, когда мгновенной деформацией можно пренебречь, процесс ползучести в общем случае имеет три стадии: неустановившаяся (скорость ползучести меняется со временем), установившаяся (скорость ползучести постоянна) и разрушающая (скорость ползучести ускоренно растёт вплоть до разрушения материала). В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением лишь двух первых стадий.

Относительная доля деформации, которая накапливается на стационарной стадии ползучести, становится заметной при высоких температурах и низких напряжениях. С понижением температуры стационарная стадия ползучести становится менее выраженной. В условиях не очень высоких температур, которые характерны для работы ряда ядерных установок, большая доля деформации накапливается на переходной, неустановившейся стадии и связана с переходной ползучестью [4]. Насыщение ползучести с дозой может достигаться достаточно долго (в ряде случаев насыщение ползучести не наблюдалось при дозах достигающих сотни сна — смещение на атом, или наблюдались устойчивые осцилляции скорости ползучести [4, 5]). В зависимости от состояния образца непосредственно перед началом облучения скорость его ползучести может стремиться к различным величинам [6], т.е. под облучением существуют несколько установившихся режимов деформации. Иногда ползучесть имеет только неустановившуюся стадию, а стационарная стадия отсутствует вовсе. Кроме того, экспериментально установлено, что дозовая (временная) зависимость ползучести облучаемых металлов

часто имеет сложное поведение с изломами и перегибами [2, 5, 7–12].

Как правило, в условиях эксплуатации материалов в ядерных установках основным механизмом ползучести является механизм «скольжение–переползание». Ползучесть материала обеспечивается скольжением дислокаций, которое лимитировано стопорами различной природы; стопоры дислокация преодолевает переползанием, поглощая подвижные точечные дефекты: вакансии и междоузельные атомы.

Важность переходной ползучести облучаемых материалов и актуальность её изучения связаны со следующими причинами. Без облучения переползание дислокаций обеспечивают вакансии, которые имеют термическое происхождение. Отличительной чертой ползучести под облучением является то, что вследствие постоянной радиационной генерации плотность подвижных дефектов может быть достаточно высока, чтобы обеспечить переползание дислокаций практически при любой температуре. Во-первых, облучение генерирует наряду с вакансиями примерно такое же количество междоузельных атомов, а также малые вакансионные и междоузельные кластеры. Междоузельные атомы значительно более подвижны, чем вакансии. Энергия активации движения междоузельного атома составляет порядка 0,1 эВ, что в несколько раз меньше, чем для вакансии. Во-вторых, скорость генерации радиационных дефектов не зависит от температуры. Термическая генерация вакансий экспоненциально растёт с температурой и становится заметной при температурах, больших примерно половины температуры плавления. Междоузельные атомы термически не активируются. В-третьих, спад диффузии при уменьшении температуры компенсируется ростом плотности дефектов, так что их поток на дислокации меняется слабо.

Особо следует подчеркнуть конкурирующее влияние вакансионных и междоузельных потоков на дислокации, обеспечивающих ползучесть. При поглощении междоузельных атомов дислокация ползёт в направлении противоположном тому, в котором она ползёт при поглощении вакансий. Если потоки междоузельных атомов и вакансий на дислокацию равны, дислокация не может переползти стопор, выйти в иную плоскость и продолжить скольжение.

Вместе с тем, в теоретических оценках ползучести под облучением, как правило, используются характеристики установившейся ползучести [1–3, 13], когда концентрации радиационных дефектов можно считать стационарными или квазистационарными. При этом предполагается, что квазистационарное состояние достигается достаточно быстро, деформация образца, которая накапливается на переходной стадии, невелика, а установившееся значение скорости ползучести является единственно возможным.

В этой связи представляет интерес исследование переходной ползучести: динамики изменения плотности точечных дефектов и дислокаций вместе с временной (дозовой) зависимостью скорости ползучести облучаемых металлов, которая связана с ними и, следовательно, является функцией условий облучения и свойств облучаемого образца.

В настоящей работе предлагается теоретическая модель описывающая скольжение дислокаций, лимитированное переползанием, в рамках которой получена временная (дозовая) зависимость скорости ползучести металла под облучением.

2. СКОЛЬЖЕНИЕ–ПЕРЕПОЛЗАНИЕ В УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ

Нагрузка, приложенная к образцу, вызывает скольжение дислокаций чем, собственно, и обусловлена ползучесть. Под действием приложенного напряжения дислокации скользят, пока на их пути не встретятся стопоры (различные несовершенства кристаллической структуры, дислокации леса и т.д.). Стопоры дислокация переползает за счёт преимущественного поглощения вакансий или междоузельных атомов. При этом она переходит в новую плоскость скольжения, и продолжает скольжение. Предположим, что материал не содержит стопоров нерадиационного происхождения, что исключает размножение и иммобилизацию дислокаций на этих препятствиях. Тогда плотность дислокаций можно считать постоянной, скорость ползучести определяется плотностью подвижных дислокаций ρ_d и их средней скоростью движения V :

$$\dot{\epsilon} = b\rho_d V, \quad (1)$$

где b — модуль вектора Бюргера дислокаций.

Поскольку время переползания стопоров дислокаций τ намного больше времени их скольжения, а расстояние между стопорами L много больше их характерного размера, среднюю скорость движения дислокаций можно представить в виде:

$$V = \frac{L}{\tau}, \quad (2)$$

а скорость ползучести приобретает вид:

$$\dot{\epsilon} = b\rho_d \frac{L}{l} v_{\text{пр}}, \quad (3)$$

где l — размер стопора, $v_{\text{пр}}$ — скорость переползания дислокацией стопора.

Под облучением, вследствие радиационно-индуцированной гене-

рации большого количества междоузельных атомов, дислокация может переползать не только путём поглощения вакансий, но и за счёт поглощения междоузельных атомов [1–3]. При избыточном поглощении вакансий дислокация переползает стопор в результате растворения экстраплоскости и реализуется вакансионный механизм ползучести. При избыточном поглощении междоузельных атомов стопор переползается наращиванием экстраплоскости, реализуя междоузельный механизм ползучести. Междоузельный и вакансионный механизмы имеют конкурирующий характер: скорость переползания дислокации зависит от разности поглощённых вакансий и междоузельных атомов и может быть описана следующим выражением

$$v_{\text{пр}} = |J_i - J_v| / b; \quad (4)$$

$J_v = D_v C_v$, $J_i = z_d D_i C_i$ — потоки на единицу длины дислокаций вакансий и междоузельных атомов; C_v , C_i — концентрации вакансий и междоузельных атомов, z_d — фактор предпочтительного поглощения междоузельных атомов дислокациями; $D_i = D_i^0 \exp(-E_m^i/kT)$ и $D_v = D_v^0 \exp(-E_m^v/kT)$ — коэффициенты диффузии междоузельных атомов и вакансий, E_m^i , E_m^v — соответственно, энергии их миграции; T — температура образца, k — постоянная Больцмана.

Предположение о конкурирующем влиянии междоузельного и вакансионного механизмов впервые было сделано в [4] для качественного объяснения экспериментально полученных изломов температурной зависимости ползучести под облучением.

Для продолжения скольжения дислокации не имеет значения, за счёт преимущественного поглощения междоузельных атомов или вакансий преодолевается стопор; важно лишь время переползания. Поэтому в выражении (4) разность потоков стоит под модулем. Потоки точечных дефектов на дислокацию пропорциональны концентрациям точечных дефектов; таким образом, для определения поведения ползучести необходимо знать динамику изменения концентрации точечных дефектов.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе развивается теоретический подход [14], который был использован для построения нелинейной модели установившейся ползучести под облучением и количественного описания её зависимости от температуры.

Используя соотношения (3), (4), для скорости ползучести получим:

$$\dot{\epsilon} = v|\Sigma|, \quad (5)$$

где $\Sigma = \alpha_i C_i - \alpha_v C_v$, $\alpha_i = z_d \rho_d D_i$, $\alpha_v = \rho_d D_v$; через параметр ν обозначена величина $\nu = L/l$.

В случае, когда радиационно-индуцированной генерацией малых кластеров дефектов можно пренебречь, изменения концентраций междоузельных атомов C_i и вакансий C_v описываются системой следующих уравнений:

$$\frac{dC_i}{dt} = K - \beta_i C_i - \gamma C_i C_v, \quad (6)$$

$$\frac{dC_v}{dt} = K - \beta_v (C_v - C_v^e) - \gamma C_i C_v, \quad (7)$$

Здесь K — скорость создания дефектов облучением (в данном приближении вакансии и междоузельные атомы генерируются в равных количествах); $\beta_i = (z_d \rho_d + \sum_k z_k \rho_k) D_i$ и $\beta_v = (\rho_d + \sum_k \rho_k) D_v$ — обратные времена жизни вакансий и междоузельных атомов, которые определяются всеми (дислокационными и недислокационными) стоками дефектов, ρ_k — плотности всех иных видов стоков, исключая те, которые обеспечивают ползучесть дислокации, z_k — их факторы предпочтительного поглощения междоузельных атомов, $\gamma = \mu D_i$ — коэффициент рекомбинации дефектов, где μ — постоянная. В общем случае γ зависит от суммы коэффициентов диффузии как вакансий, так и междоузельных атомов, но для металлов $D_v \ll D_i$, и он может быть опущен. Концентрацией термодинамически равновесных междоузельных атомов можно пренебречь вследствие большой энергии образования междоузельного атома, которая составляет около 4 эВ; $C_v^e = C_v^0 \exp(-E_f^v/kT)$ — концентрация термодинамически равновесных вакансий, E_f^v — энергия образования вакансий.

Начальные концентрации междоузельных атомов и вакансий соответственно равны C_i^0 и C_v^0 . Обычно начальные концентрации дефектов полагаются равными их термодинамически равновесным концентрациям. Однако специальным образом, например, предварительным облучением, начальные концентрации дефектов могут быть заданы отличными от равновесных.

4. РЕЖИМЫ ПЕРЕХОДНОЙ И УСТАНОВИВШЕЙСЯ ПОЛЗУЧЕСТИ

Рассмотрим изменение скорости ползучести со временем: от начала облучения до достижения установившегося режима.

По мере облучения концентрации дефектов стремятся к своим стационарным значениям, а поскольку характерное время жизни

междоузельных атомов заметно меньше характерного времени жизни вакансий, стационарная концентрация междоузельных атомов достигается значительно быстрее. Ползучесть при этом выходит на установившуюся стадию, а скорость ползучести стремится к постоянному значению.

Пусть непосредственно перед облучением концентрации дефектов равны их термодинамически равновесным величинам, и механизм скольжения–переползания является вакансионным и обеспечивается термодинамически равновесными вакансиями.

С началом облучения появляются вакансии и междоузельные атомы радиационного происхождения. Концентрация междоузельных атомов нарастает быстро, вакансий — медленно. Соответственно поток междоузельных атомов на дислокацию растёт быстрее, и скорость ползучести уменьшается. Если скорость генерации дефектов достаточно велика, в какой-то момент времени поток на дислокацию междоузельных атомов превысит поток вакансий, и междоузельный механизм ползучести сменит вакансионный. В этот момент скорость ползучести равна нулю, вклад в ползучесть механизма «скольжение–переползание» отсутствует. Затем ползучесть начнёт возрастать по междоузельному механизму. Рост концентрации междоузельных атомов быстро насыщается, а концентрация вакансий продолжает нарастать. В зависимости от условий облучения их поток на дислокации может сравняться вновь с потоком междоузельных атомов и превысить его. Скорость ползучести станет вновь равной нулю и, в дальнейшем, ползучесть вновь будет обеспечиваться вакансионным механизмом.

Поскольку концентрация вакансий растёт монотонно, а концентрация междоузельных атомов уже практически постоянна, дальнейшие смены механизма ползучести не происходят, и ползучесть будет обеспечиваться тем же механизмом, что и на установившейся стадии.

Режимы установившейся ползучести исследованы в [15]. При малой скорости генерации дефектов реализуется вакансионный режим ползучести, при большой — междоузельный.

Подставляя в (5) стационарные значения концентраций

$$C_v^{st} = C_v^e + \frac{\beta_i}{2\gamma} \left(-1 - \frac{\gamma C_v^e}{\beta_i} + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma C_v^e}{\beta_i}\right)^2 + \frac{4\gamma K}{\beta_i \beta_v}} \right), \quad (8)$$

$$C_i^{st} = \frac{\beta_v}{2\gamma} \left(-1 - \frac{\gamma C_v^e}{\beta_i} + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma C_v^e}{\beta_i}\right)^2 + \frac{4\gamma K}{\beta_i \beta_v}} \right), \quad (9)$$

получаем выражение для скорости установившейся (стационарной)

ползучести:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}^{\text{st}} &= \\ &= \frac{vD_v\rho_d}{2\mu\rho_i} \left| \left[\mu C_v^e (z_d\rho_v + \rho_i) - \left(\sqrt{(\mu C_v^e + \rho_i)^2 + 4\mu\rho_i K / \beta_v} - \rho_i \right) \sum (z_d - z_k)\rho_k \right] \right|, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\rho_i = z_d\rho_d + \sum z_k\rho_k$ и $\rho_v = \rho_d + \sum \rho_k$. Поскольку $z_d - z_k > 0$, выражение, стоящее под модулем в (10), при больших скоростях генерации дефектов отрицательно, а при малых — положительно. Общая тенденция роста обеспечивается множителем D_v , монотонно возрастающим с температурой. В приближении рассматриваемой модели от коэффициента диффузии междуузельных атомов скорость стационарной ползучести не зависит.

Из выражения (10) для скорости ползучести видно, что, если в материале присутствуют стоки точечных дефектов одного типа ($z_d = z_k$), то скорость ползучести является положительной, монотонно растущей функцией времени, ползучесть по механизму «скольжение–переползание» является термической, она обеспечивается термодинамически равновесными вакансиями и не связана с радиационными дефектами.

В случае, когда облучение проводится при достаточно высоких температурах, то рекомбинацией точечных дефектов по сравнению с их поглощением стоками (дислокациями) можно пренебречь.

Критическое значение температуры, при котором скорость установившейся ползучести равна нулю, имеет вид

$$T_c = - \frac{(E_m^v + E_f^v)}{k} \frac{1}{\ln \left(\frac{K(z_d - z_k)\rho_k}{D_v^0 C_v^0 (\rho_d + \rho_k)(z_d\rho_d + z_k\rho_k)} \right)}. \quad (11)$$

Это условие также означает, что время второго провала t_2 уходит на бесконечность, и смена механизма ползучести с междуузельного на вакансионный для критической температуры не происходит (происходит в пределе бесконечного времени), как и при дальнейшем уменьшении температуры.

Решение уравнений (6) и (7) может быть записано в аналитическом виде

$$C_i(t) = \frac{K}{\beta_i} - \frac{K}{\beta_i} \exp(-\beta_i t), \quad (12)$$

$$C_v(t) = \frac{K}{\beta_v} + C_v^e - \frac{K}{\beta_v} \exp(-\beta_v t). \quad (13)$$

При учёте рекомбинации решение уравнений (6) и (7) записать в

аналитическом виде не представляется возможным, но их численное решение показывает, что влияние рекомбинации в силу большей подвижности междоузельных атомов и соответственно меньшего времени жизни приводит к немонотонному изменению их концентрации: сначала она резко возрастает, достигает максимума, а затем спадает до стационарного значения. Концентрация вакансий стремится к своему стационарному значению монотонно.

Подставляя (12) и (13) в (5), при термодинамически равновесных начальных концентрациях дефектов получаем выражение

$$\Sigma(t) = \frac{\Sigma_{st}}{\nu} - \frac{z_d \rho_d}{\rho_i} K \exp(-\beta_i t) + \frac{\rho_d}{\rho_v} K \exp(-\beta_v t), \quad (14)$$

где $\Sigma_{st} = \nu K \left(\frac{\alpha_i}{\beta_i} - \frac{\alpha_v}{\beta_v} - \frac{\alpha_v C_v^e}{K} \right)$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Литература, посвящённая ползучести облучаемых материалов обширна; её анализ проведён в ряде обзоров и монографий [1–3, 13]. Несмотря на это, переходная ползучесть материалов под облучением изучена не достаточно, что, в первую очередь, связано со значительными экспериментальными трудностями, а именно, с необходимостью проводить измерения непосредственно под облучением. Но даже фрагментарные исследования временной (дозовой) зависимости ползучести облучаемых материалов позволили установить, что скорость переходной ползучести как функция времени или дозы в зависимости от параметров облучения может иметь качественно различный вид. Дозовая зависимость часто имеет излом, которому соответствует провал скорости ползучести. Вместе с тем, и температурная зависимость скорости ползучести (не переходной, но уже установившейся) имеет характерный провал. В [14–17] эти явления рассмотрены с единых позиций и объясняются единой причиной: конкурирующим влиянием потоков вакансий и междоузельных атомов на дислокации.

Пусть скорость ползучести принимает первое нулевое значение в момент времени t_1 . Найдём его приближённое значение и условия реализации, пользуясь тем, что концентрация вакансий растёт медленнее концентрации междоузельных атомов, и поэтому в (14) можно положить $\exp(-\beta_v t_1) \approx 1$. В этом случае из (14) получаем

$$t_1 \approx \frac{1}{\beta_i} \ln \left(\frac{\alpha_i C_i^{st}}{\alpha_i C_i^{st} - \alpha_v C_v^e} \right). \quad (15)$$

Условие существования равного нулю минимума скорости ползуче-

сти следующее: $\alpha_i C_i^{\text{st}} - \alpha_v C_v^e > 0$.

Оценим значение момента времени t_2 , для которого имеет место второй нулевой минимум скорости ползучести, и условия, при которых это возможно. Вследствие быстрого достижения концентрацией междоузельных атомов своего стационарного значения, в момент времени t_2 их концентрацию считаем равновесной. И поэтому в (14) можно положить $C_i \approx C_i^{\text{st}}$, $\exp(-\beta_i t_2) \approx 0$. В этом случае из (14) имеем

$$t_2 \approx \frac{1}{\beta_v} \ln \left(1 + \frac{\alpha_i C_i^{\text{st}} - \alpha_v C_v^e}{\alpha_v C_v^{\text{st}} - \alpha_i C_i^{\text{st}}} \right). \quad (16)$$

Существование второго равного нулю минимума скорости ползучести возможно при выполнении условий: $\alpha_i C_i^{\text{st}} - \alpha_v C_v^e > 0$ (второй минимум может реализоваться только при условии существования первого) и $\alpha_v C_v^{\text{st}} - \alpha_i C_i^{\text{st}} > 0$ (совпадает с условием реализации вакансионного механизма установившейся ползучести).

Численные расчёты показали удовлетворительную точность (до нескольких процентов) аналитических оценок времени появления, как первого, так и второго минимумов. Время появления первого провала (минимума) скорости ползучести t_1 очень мало (порядка 10^{-8} с). Время появления первого провала растёт с увеличением температуры и уменьшается с ростом скорости генерации дефектов, K . Время появления второго провала, t_2 , наоборот, с ростом температуры уменьшается, а с ростом скорости генерации дефектов растёт. Времена появления как первого, так и второго провала чувствительны к параметрам модели: K , ρ_d , ρ_k , D_v , D_i , C_v .

В работах [4, 7, 8] экспериментально наблюдалась смена междоузельного механизма ползучести вакансионным, а также определено время смены механизмов. Сравнение теоретических результатов с результатами экспериментов показало, что время появления второго минимума скорости ползучести совпадает с наблюдаемым в эксперименте. Например, в [7] исследования переходной ползучести проводилось на образцах из никеля чистотой 99,96%, облучённых потоком нейтронов $(3-5) \cdot 10^{17}$ нейтронов $\cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($E > 1$ МэВ) при температуре облучения 770 К; скорость генерации дефектов составляла $2 \cdot 10^{-8}$ сна/с; время смены механизмов составляет приблизительно 466 с, что совпадает с теоретическими оценками с точностью до 5%.

Изменение времени появления второго минимума ползучести t_2 позволяет получать информацию о микроструктуре облучаемого материала, поскольку оно чувствительно как к параметрам микроструктуры, так и к кинетическим параметрам. На рисунке 1 приведены временные зависимости переходной ползучести металла для различных температур облучения. Для расчётов использовались

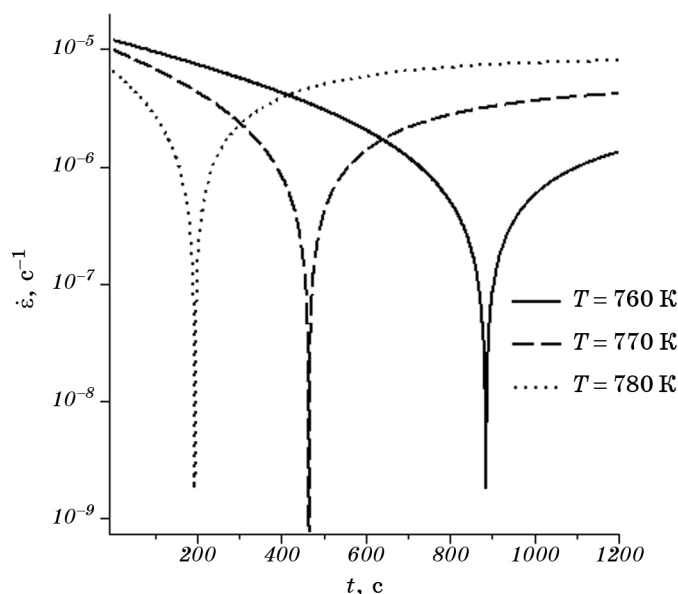


Рис. 1. Временные зависимости скорости ползучести металла под облучением: $K = 2 \cdot 10^{-8}$ сна/с.

Fig. 1. Temporal dependences of the creep rate of metal under an irradiation: $K = 2 \cdot 10^{-8}$ dpa/s (dpa—displacement per atom).

следующие значения параметров: $\rho_d = 3,4986 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$, $\rho_k = 5,7 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$, $z_d = 1,08$, $z_k = 1$ [6], $\nu = L(\sigma)/l = 750$ [1], $D_v^0 = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $D_i^0 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [3], $E_m^v = 1,27 \text{ эВ}$, $E_m^i = 0,15 \text{ эВ}$, $E_f^v = 1,3 \text{ эВ}$ [18], $k = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$, $C_v^0 = 1000$. Результаты расчётов показывают, что зависимости сильно отличаются вблизи экстремумов, но вдали от них становятся подобными. Следует обратить внимание, что скорость ползучести для меньшей температуры до появления провала больше скорости ползучести для большей температуры, а после провала, наоборот, меньше.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведённое исследование и полученные результаты позволяют заключить, что появление изломов временной зависимости скорости ползучести связано с конкурирующим влиянием потоков радиационных и термических дефектов на дислокации, обеспечивающих ползучесть. В определённый момент времени эти потоки могут сравняться, и скорость ползучести станет равной нулю.

Полученные теоретические расчёты хорошо описывают поведение экспериментальной скорости ползучести со временем и поло-

жение экспериментально наблюдаемого её минимума.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ш. Ш. Ибрагимов, В. В. Кирсанов, Ю. С. Пятилетов, *Радиационные повреждения металлов и сплавов* (Москва: Энергоатомиздат: 1985).
2. F. A. Garner and D. S. Gelles, *J. Nucl. Mater.*, **159**: 286 (1988).
3. G. S. Was, *Fundamentals of Radiation Materials Science* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer: 2011).
4. В. С. Карасев, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*, № 5 (19): 84 (1981).
5. W. Schüle and H. Hausen, *J. Nucl. Mater.*, **212–215**: 388 (1994).
6. П. А. Селищев, *Самоорганизация в радиационной физике* (Киев: Аспект-полиграф: 2004).
7. В. С. Карасев, А. Ю. Тоцкий, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*, № 1(52): 37 (1990).
8. В. С. Карасев, А. Ю. Тоцкий, Л. С. Ожигов, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*, № 1 (61): 3 (1994).
9. M. V. Toloczko, F. A. Garner, and C. R. Eiholzer, *J. Nucl. Mater.*, **212–215**: 604 (1994).
10. E. S. Aitkhozhin and E. V. Chumakov, *J. Nucl. Mater.*, **233–237**: 537 (1996).
11. A. Kohyama, Y. Kohno, K. Asakura, M. Yoshino, C. Namba, and C. R. Eiholzer, *J. Nucl. Mater.*, **212–215**: 751 (1994).
12. Y. Kurato and H. Nakajima, *J. Nucl. Mater.*, **228**: 176 (1996).
13. Л. Н. Быстров, Л. И. Иванов, А. Б. Цепелев, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*, № 2 (35): 54 (1985).
14. П. А. Селищев, В. И. Сугаков, *Металлофиз. новейшие технол.*, **22**, № 5: 46 (2000).
15. P. Selyshchev and V. Sugakov, *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, **36**: 1123 (2013).
16. Т. П. Диденко, П. А. Селищев, *Ядерна фізика та енергетика*, **12**, № 2: 158 (2011).
17. Т. П. Диденко, П. А. Селищев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 10: 1347 (2012).
18. И. М. Неклюдов, Н. В. Камишанченко, *Физические основы прочности и пластичности металлов. Часть 2: Дефекты в кристаллах* (Белгород: Педагогика-Пресс, БелГУ: 1997).

REFERENCES

1. Sh. Sh. Ibragimov, V. V. Kirsanov, and Yu. S. Pyatiletov, *Radiatsionnye Povrezhdeniya Metallov i Splavov* (Moscow: Energoatomizdat: 1985) (in Russian).
2. F. A. Garner and D. S. Gelles, *J. Nucl. Mater.*, **159**: 286 (1988).

3. G. S. Was, *Fundamentals of Radiation Materials Science* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer: 2011).
4. V. S. Karasev, *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Radiatsionnykh Povrezhdeniy i Radiatsionnoe Materialovedenie*, No. 5 (19): 84 (1981) (in Russian).
5. W. Schüle and H. Hausen, *J. Nucl. Mater.*, **212–215**: 388 (1994).
6. P. A. Selishchev, *Samoorganizatsiya v Radiatsionnoy Fizike* (Kiev: Aspekt-Poligraf: 2004) (in Russian).
7. V. S. Karasev and A. Yu. Totskiy, *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Radiatsionnykh Povrezhdeniy i Radiatsionnoe Materialovedenie*, No. 1 (52): 37 (1990) (in Russian).
8. V. S. Karasev, A. Yu. Totskiy, and L. S. Ozhigov, *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Radiatsionnykh Povrezhdeniy i Radiatsionnoe Materialovedenie*, No. 1 (61): 3 (1994) (in Russian).
9. M. B. Toloczko, F. A. Garner, and C. R. Eiholzer, *J. Nucl. Mater.*, **212–215**: 604 (1994).
10. E. S. Aitkhozhin and E. V. Chumakov, *J. Nucl. Mater.*, **233–237**: 537 (1996).
11. A. Kohyama, Y. Kohno, K. Asakura, M. Yoshino, C. Namba, and C. R. Eiholzer, *J. Nucl. Mater.*, **212–215**: 751 (1994).
12. Y. Kurato and H. Nakajima, *J. Nucl. Mater.*, **228**: 176 (1996).
13. L. N. Bystrov, L. I. Ivanov, and A. B. Tsepelev, *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Radiatsionnykh Povrezhdeniy i Radiatsionnoe Materialovedenie*, No. 2 (35): 54 (1985) (in Russian).
14. P. A. Selishchev and V. J. Sugakov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **22**, No. 5: 46 (2000) (in Russian).
15. P. Selyshchev and V. Sugakov, *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, **36**: 1123 (2013).
16. T. P. Didenko and P. A. Selishchev, *Nuclear Physics and Atomic Energy*, **12**, No. 2: 158 (2011) (in Russian).
17. T. P. Didenko and P. O. Selyshchev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **34**, No. 10: 1347 (2012) (in Russian).
18. I. M. Neklyudov and N. V. Kamishanchenko, *Fizicheskie Osnovy Prochnosti i Plastichnosti Metallov. Part 2: Defekty v Kristallakh* (Belgorod: Pedagogika-Press, BelGU: 1997) (in Russian).