

01:05

## Численный расчет скорости деформации твердых растворов внедрения под облучением.

### II. Учет основных каналов влияния примесей на радиационную ползучесть

© Ю.С. Пятилетов, А.Д. Лопуга

Институт атомной энергии, Научный ядерный центр Республики Казахстан, 480082 Алма-Ата, Казахстан

(Поступило в Редакцию 8 июля 1996 г. В окончательной редакции 23 октября 1997 г.)

С использованием разработанного в [1] численного метода расчета скорости радиационной ползучести исследовано влияние примесных атмосфер вокруг дислокаций и пор, примесных ловушек, подвижных комплексов примесь–вакансия и примесь–межузельный атом на скорость деформации сплавов внедрения под облучением. Получены количественные данные о зависимости скорости ползучести от концентрации примесей и дана их физическая интерпретация с учетом рекомбинации межузельных атомов и вакансий непосредственно между собой, на примесных ловушках и на подвижных комплексах.

#### Введение

Для проведения самосогласованных численных расчетов скорости деформации  $\dot{\epsilon}$  сплавов внедрения с использованием описанной в [1] дислокационной модели радиационной ползучести необходимо задать значения параметров, характеризующих исследуемый материал, его дефектную структуру, условия испытания, а затем реализовать процедуру расчета согласно разработанной в [1] методике. Такая работа нами проделана, и здесь мы приводим результаты расчетов  $\dot{\epsilon}$  с учетом основных каналов влияния примесей на скорость деформации твердых растворов внедрения: формирования примесных атмосфер вокруг дислокаций и вакансионных пор; образования неподвижных комплексов примесь–собственный точечный дефект (СТД); образования подвижных комплексов примесь–СТД. Для вышеупомянутых случаев рассчитаны концентрационные профили СТД и комплексов примесь–СТД вблизи дислокаций и пор, определены потоки вакансий, межузельных атомов и их комплексов с примесями на стоки, получены зависимости скорости радиационной ползучести от концентрации примесей при различных значениях энергии связи и энергии миграции комплексов примесь–СТД. Вычисления проведены с учетом рекомбинации межузельных атомов и вакансий, происходящей непосредственно при встрече разноименных СТД между собой, на примесных ловушках, на подвижных комплексах примесь–СТД.

Введенные в [1] обозначения используются без каких-либо пояснений. Ссылки на формулы из [1] снабжены римской цифрой I.

#### Роль примесных атмосфер

Исходная система уравнений (I-12)–(I-15) позволяет рассчитывать стационарные концентрации вакансий, межузельных атомов и комплексов примесь–вакансия,

примесь–межузельный атом в окрестности дислокаций и проводить дальнейшие вычисления скорости радиационной ползучести при одновременном учете всех вышеупомянутых каналов влияния примесей на  $\dot{\epsilon}$ . Чтобы выявить роль одних только примесных атмосфер, будем считать, что примеси не образуют комплексов с СТД. Тогда, положив  $D_{i\beta} = 0$ ,  $C_{i\beta} = 0$  и  $\chi_{i\beta} = 0$ , выражение для скорости ползучести (I-10) упрощается

$$\dot{\epsilon} = \frac{L(\sigma)}{6\Lambda} \rho_d (Z_I D_I C_I^0 - Z_V D_V C_V^0), \quad (1)$$

а вместо (I-12)–(I-15) получим два уравнения

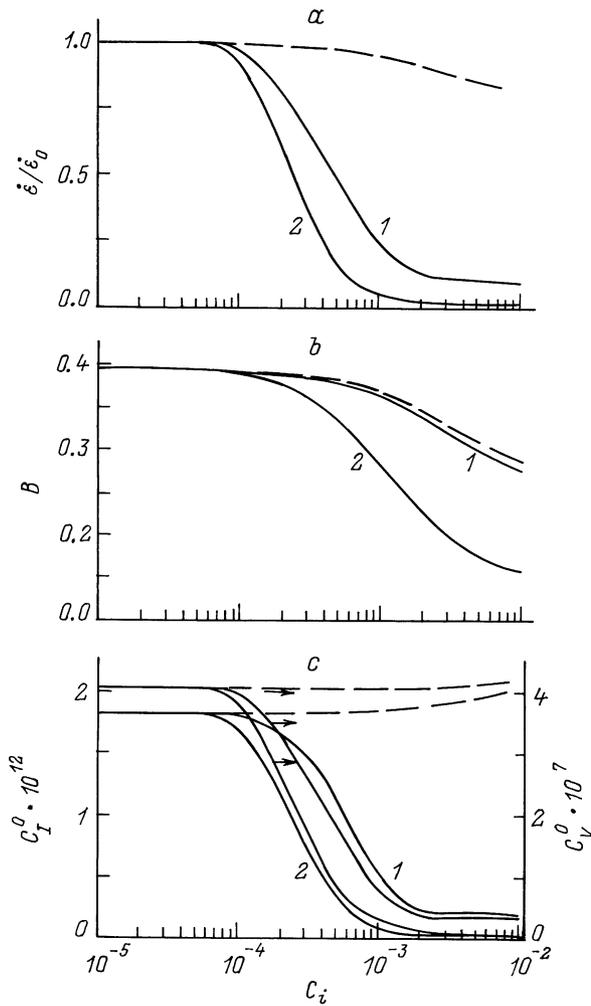
$$D_V \nabla^2 C_V + \frac{D_V}{k_b T} (\nabla C_V \nabla E_V^{(d)} + C_V \nabla^2 E_V^{(d)}) + G - D_V k_V^{(h)2} C_V - \alpha C_V C_I = 0, \quad (2)$$

$$D_I \nabla^2 C_I + \frac{D_I}{k_b T} (\nabla C_I \nabla E_I^{(d)} + C_I \nabla^2 E_I^{(d)}) + G - D_I k_I^{(h)2} C_I - \alpha C_V C_I = 0. \quad (3)$$

Выражение для  $E_\beta^{(d)}(\mathbf{r})$  — энергии взаимодействия СТД с дислокацией, окруженной примесной атмосферой, имеет вид [2]

$$E_\beta^{(d)}(\mathbf{r}) = \frac{\mu b(1+\nu)\Delta V_\beta \sin \varphi}{3\pi(1-\nu)r} - \sum_{\mathbf{r}'} \frac{\Omega_1(1+\nu)^2 \mu \Delta V_\beta}{18\pi(1-\nu)(1-2\nu)|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} \times \left(1 - \frac{3(\mathbf{n}, \mathbf{r}-\mathbf{r}')^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right) C_i^{(d)}(\mathbf{r}'). \quad (4)$$

Здесь  $\Delta V_\beta$  — релаксационный объем точечного дефекта типа  $\beta$ ;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $\mu$  — модуль



**Рис. 1.** Зависимости скорости ползучести (а), фактора предпочтения (б) и стационарных концентраций СТД (с) от относительной концентрации примесей, рассчитанные для двух значений энергии связи примеси с вакансией:  $E_V^m = 0.3$  (1) и  $0.5$  eV (2).

сдвига;  $\Omega_1$  — дивергентная часть тензора, которым характеризуется упругий диполь, моделирующий примесный атом внедрения;  $r, \varphi, z$  — цилиндрические координаты, связанные с линией дислокации;  $C_i^{(d)}(\mathbf{r})$  — равновесная концентрация примесей в атмосфере вокруг дислокации, определяемая из трансцендентного уравнения [2]

$$C_i^{(d)}(\mathbf{r}) = \left\{ 1 + \frac{1 - C_i}{C_i} \exp \left[ \frac{w^{id}(r, \varphi)}{k_b T} + \frac{1}{k_b T} \times \sum_{\mathbf{r}'} C_i^{(d)}(\mathbf{r}') \cdot (w^{ii}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - w^{ii}(\mathbf{r}_c^d - \mathbf{r}')) \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где  $w^{id}(\mathbf{r})$  и  $w^{ii}(\mathbf{r})$  — энергия взаимодействия примесного атома с дислокацией и с другим примесным атомом соответственно;  $\mathbf{r}_c^d$  — расстояние, на котором взаимодействием примеси с дислокацией можно пренебречь.

Граничные условия для системы уравнений (1), (2) задаются теперь формулами (I-23), (I-31a), причем концентрация СТД на внешней границе расчетной ячейки определяется из системы нелинейных алгебраических уравнений (I-27), (I-28), в которых положено  $C_{i\beta} = 0$ ,  $\chi_{\beta} = 0$ . Внося эти изменения в вычислительную схему, изложенную в [1], проведем расчеты скорости радиационной ползучести с использованием параметров материала, отвечающих углеродистому мартенситу:  $b = 2.48 \cdot 10^{-10}$  м,  $\mu = 8 \cdot 10^4$  МПа,  $\nu = 0.3$ ,  $\Omega = 1.2 \cdot 10^{-29}$  м<sup>3</sup>,  $\Delta V_I = 1.1 \Omega$ ,  $\Delta V_V = -0.5 \Omega$ ,  $r_{dV}^0 = 3.40 \cdot 10^{-10}$  м,  $r_{dI}^0 = 11.85 \cdot 10^{-10}$  м,  $D_I^0 = 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с,  $D_V^0 = 0.58 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $E_I^m = 0.2$  eV,  $E_V^m = 1.3$  eV ( $D_\beta^0$  — предэкспоненциальные множители у коэффициентов диффузии  $D_\beta$ ,  $E_\beta^m$  — энергии миграции точечных дефектов  $\beta$ ). Кроме того, положим  $G = 10^{-6}$  смещений на атом в секунду,  $N_h = 3.16 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup>,  $\rho_d = 3.16 \cdot 10^{14}$  м<sup>-2</sup>,  $r_h = 5 \cdot 10^{-9}$  м,  $T = 660$  К.

На рис. 1, а штриховой кривой представлена зависимость скорости радиационной ползучести, отнесенной к величине  $\dot{\epsilon}_0$  ( $\dot{\epsilon}_0$  — скорость ползучести беспримесного материала с теми же физическими параметрами) от концентрации примеси без учета образования комплексов. Как видно из этого рисунка,  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  уменьшается с ростом концентрации примеси, причем эффект начинает проявляться при  $C_i \approx 10^{-4}$  и достигает 20% при  $C_i = 5 \cdot 10^{-3}$ . Причиной такого поведения является экранировка упругого поля дислокаций примесными атмосферами, приводящая к снижению способности дислокаций захватывать межузельные атомы и вакансии. Наиболее существенным оказалось то, что эффективность поглощения дислокациями межузельных атомов  $Z_I$  уменьшается сильнее, чем эффективность поглощения вакансий  $Z_V$ . Прямым следствием этого является уменьшение фактора предпочтения  $B = (Z_I - Z_V)/Z_I$  рис. 1, б (штриховая кривая), приводящее к уменьшению скорости переползания дислокаций и скорости ползучести при увеличении концентрации примеси.

## Роль примесных ловушек

Другим каналом влияния примесей на скорость деформации сплавов внедрения под облучением является захват ими межузельных атомов и вакансий и образование устойчивых малоподвижных комплексов с положительной энергией связи [3,4]. Попавший в такую примесную ловушку СТД становится связанным, лишается возможности мигрировать к стокам и по прошествии некоторого времени аннигилирует с подошедшим к нему подвижным СТД противоположного знака. Таким образом, примесные ловушки служат центрами рекомбинации СТД и тем самым оказывают влияние на стационарное распределение межузельных атомов и вакансий в образце, а следовательно, на величины  $Z_\beta$  и  $C_\beta^0$ , определяющие скорость радиационной ползучести. Причем эффект от примесных

ловушек должен усиливаться с учетом образования примесных атмосфер вблизи стоков, так как потоки СТД на стоки определяются видом концентрационного профиля не связанных в комплексы СТД непосредственно у поверхности стоков.

Поскольку комплексы примесь–СТД считаются неподвижными, то формула (I-10) для  $\dot{\epsilon}$  примет вид (1). Чтобы рассчитать стационарные концентрации вакансий и межузельных атомов в окрестности дислокации с учетом таких комплексов, в системе уравнений (I-12)–(I-15) следует положить  $D_{i\beta} = 0$  и  $\alpha' = 0$ . Тогда она переписывается следующим образом:

$$D_V \nabla^2 C_V + \frac{D_V}{k_b T} (\nabla C_V \nabla E_V^{(d)} + C_V \nabla^2 E_V^{(d)}) + G - D_V k_V^{(h)2} C_V - \alpha C_V C_I + \gamma_{iV} C_{iV} - \mu_I C_V C_{iI} - \chi_V C_V (C_i^{(d)} - C_{iI} - C_{iV}) = 0, \quad (6)$$

$$D_I \nabla^2 C_I + \frac{D_I}{k_b T} (\nabla C_I \nabla E_I^{(d)} + C_I \nabla^2 E_I^{(d)}) + G - D_I k_I^{(h)2} C_I - \alpha C_V C_I + \gamma_{iI} C_{iI} - \mu_V C_I C_{iV} - \chi_I C_I (C_i^{(d)} - C_{iI} - C_{iV}) = 0, \quad (7)$$

$$\chi_V C_V (C_i^{(d)} - C_{iI} - C_{iV}) - \mu_V C_I C_{iV} - \gamma_{iV} C_{iV} = 0, \quad (8)$$

$$\chi_I C_I (C_i^{(d)} - C_{iI} - C_{iV}) - \mu_I C_V C_{iI} - \gamma_{iI} C_{iI} = 0. \quad (9)$$

Граничные условия для вакансий и межузельных атомов задаются формулами (I-23), (I-31a), причем их концентрация на внешней границе расчетной ячейки определяется из системы уравнений (I-27)–(I-30), в которых положено  $D_{i\beta} = 0$ ,  $\alpha' = 0$ .

Прежде всего выясним, каким образом рекомбинация межузельных атомов и вакансий на примесных ловушках сказывается на их концентрационных профилях вокруг дислокаций и пор при различных значениях концентрации примесей  $C_i$  и энергии связи комплексов примесь–СТД. В расчетах будем использовать параметры материала, приведенные в предыдущем разделе. Как нам удалось установить, эффекты, связанные с рекомбинацией СТД на примесных ловушках, начинают играть заметную роль, когда энергия связи комплекса примесь–вакансия  $E_{iV}^b$  превосходит 0.2 eV, а комплекса примесь–межузельный атом  $E_{iI}^b$  превосходит 1.3 eV. Так как значения  $E_{iV}^b$  для примесных атомов углерода в альфа-железе, даваемые разными авторами [5,6], превосходят 0.4 eV, а значение  $E_{iI}^b$ , согласно [7], составляет 0.5 eV, то комплексами примесь–межузельный атом в рассматриваемом нами случае можно пренебречь. Поэтому вычисления проводятся только с учетом комплексов примесь–вакансия, энергию связи которых будем варьировать от 0.3 до 0.5 eV. Относительную концентрацию примесей  $C_i$  будем менять от нуля до  $10^{-2}$ .

В результате проведенных расчетов установлено, что учет рекомбинации СТД на примесных ловушках приводит к двум эффектам: во-первых, в объеме образца

снижается концентрация свободных вакансий и соответственно становится отличной от нуля концентрация комплексов примесь–вакансия; во-вторых, уменьшается наклон кривых  $C_\beta(r)$  на поверхности стоков, т.е. уменьшаются потоки межузельных атомов и вакансий на стоки. Причем тот и другой эффекты усиливаются с увеличением  $E_{iV}^b$ . На рис. 1, c приведена полученная на основании этих данных зависимость концентраций СТД ( $C_I^0$  и  $C_V^0$ ), непосредственно входящих в формулу для скорости ползучести (1), от концентрации примеси. Как видно из рис. 1, c,  $C_I^0(C_i)$  и  $C_V^0(C_i)$  ведут себя одинаковым образом, резко уменьшаясь при увеличении  $C_i$  от  $10^{-4}$  до  $10^{-3}$ . Причем эффект возрастает с увеличением  $E_{iV}^b$ . На рис. 1, b представлена зависимость от  $C_i$  фактора предпочтения  $B$ , определяющего величину воздействия на  $\dot{\epsilon}$  разницы в эффективности поглощения дислокациями межузельных атомов и вакансий. Из рис. 1, следует, что фактор предпочтения  $B$  тоже монотонно уменьшается с увеличением  $C_i$ , но не так сильно, как  $C_\beta^0$ . Наконец, на рис. 1, a (сплошные кривые) приведены зависимости относительной ползучести  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  от концентрации примесей  $C_i$  при  $E_{iV}^b = 0.3$  и 0.5 eV. На этом же рисунке приведена зависимость  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  от  $C_i$ , найденная без учета примесных ловушек (штриховая линия). Из сравнения сплошных кривых со штриховыми видим, что при учете примесных ловушек скорость ползучести уменьшается с ростом  $C_i$  значительно сильнее, чем без их учета, причем эффект возрастает с увеличением  $E_{iV}^b$ .

Из сравнения рис. 1, a и b следует, что уменьшение концентрации свободных точечных дефектов за счет захвата вакансий примесными ловушками и рекомбинации вакансий с межузельными атомами на этих ловушках влияет на скорость ползучести сильнее, чем изменение вида концентрационных профилей СТД вблизи стоков, определяющих величины параметров  $Z_\beta$ ,  $Y_\beta$  и  $B$ . Вклад в уменьшение  $\dot{\epsilon}$  от изменения концентраций  $C_\beta^0$  в 4–5 раз больше, чем от изменения  $B$ .

## Роль подвижных комплексов примесь–СТД

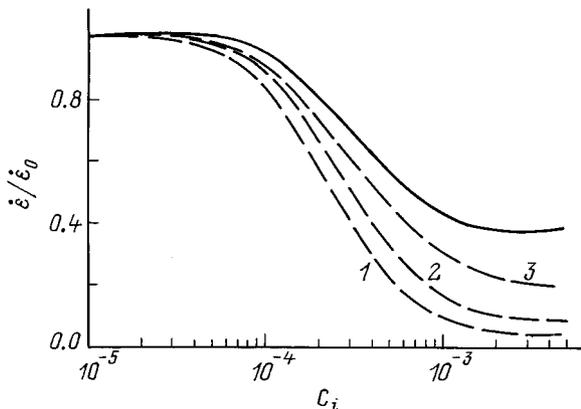
Рассмотрим теперь ситуацию, когда комплексы примесь–вакансия и примесь–межатомный атом обладают подвижностью. Ясно, что такие комплексы являются не только центрами рекомбинации межузельных атомов и вакансий, но, как и свободные СТД, диффундируют на стоки. Достигнув стока, комплексы разрушаются: СТД поглощаются стоками, а высвободившиеся атомы примеси диффундируют обратно в объем образца. Таким образом, часть вакансий и межузельных атомов мигрирует к стокам в свободном виде, а часть — в связанном, в составе комплексов. В этом случае в скорость ползучести, вычисляемую по общей формуле (I-10), вносят вклад потоки на дислокации всех указанных подвижных компонентов, причем величины этих потоков определяются

видом концентрационных профилей СТД и подвижных комплексов примесь–СТД у поверхности стоков.

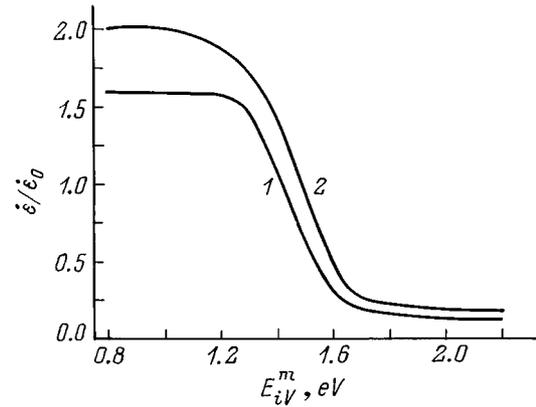
Численный расчет этих концентрационных профилей проведем, решив систему уравнений (I-12)–(I-15) с граничными условиями (I-23), (I-24), (I-31). При этом используем те же расчетные параметры, что и в предыдущих разделах. Кроме того, положим  $E_{iI}^b = 0.6$  eV,  $E_{iV} = 0.5$  eV,  $D_{iV}^0 = D_V^0$ ,  $D_{iI}^0 = D_I^0$ . Дилатационный объем комплексов  $\Delta V_{i\beta}$ , определяющий величину энергии взаимодействия комплекса  $i\beta$  с дислокацией и порой, примем равным сумме дилатационных объемов СТД  $\Delta V_\beta$  и примесного атома углерода  $\Delta V_i$ . Поскольку нет достоверных данных о величинах энергии миграции комплексов  $E_{i\beta}^m$ , то будем варьировать их в диапазоне, нижняя граница которого соответствует энергии миграции наиболее подвижного компонента комплекса, а верхняя — такому значению, при котором комплекс становится фактически неподвижным. Так, для комплекса примесь–вакансия будем изменять  $E_{iV}^m$  от 0.8 (что соответствует энергии миграции атома углерода в альфа-железе) до 2.2 eV, а для комплекса примесь–межузельный атом изменяем  $E_{iI}^m$  от 0.3 (что отвечает энергии миграции междузельного атома) до 1 eV. Интервал исследованных концентраций примесей составляет от  $10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Как показали расчеты, учет подвижности комплексов примесь–СТД приводит к двум основным эффектам: во-первых, увеличивается концентрация свободных СТД в объеме образца по сравнению со случаем неподвижных комплексов; во-вторых, появляются потоки подвижных комплексов на стоки и увеличивается наклон кривых  $C_\beta(r)$  на поверхности стоков, т. е. увеличиваются потоки свободных СТД на стоки. Указанные эффекты усиливаются с увеличением подвижности комплексов.

Для выявления непосредственного влияния подвижных комплексов на скорость ползучести были рассчитаны потоки на дислокацию всех подвижных компонентов: междузельных атомов  $I$ , вакансий  $V$ , комплексов  $iI$  и



**Рис. 2.** Зависимости от относительной концентрации примесей скорости радиационной ползучести для случаев, когда подвижны оба типа комплексов (сплошная кривая); оба типа комплексов неподвижны (1), подвижны лишь комплексы примесь–межузельный атом (2) и примесь–вакансия (3).



**Рис. 3.** Зависимость скорости радиационной ползучести от энергии миграции комплексов примесь–вакансия для случаев, когда комплексы примесь–межузельный атом неподвижны (1) и когда они подвижны ( $E_{iI}^m = 0.3$  eV) (2).

$iV$ . Результаты расчета этих потоков от концентрации примесей при  $E_{iV}^m = 1.6$  и 0.3 eV показали, что с ростом  $C_i$  потоки СТД на дислокацию  $I_I^{(d)}$  и  $I_V^{(d)}$  уменьшаются, тогда как потоки комплексов  $I_{iI}^{(d)}$  и  $I_{iV}^{(d)}$  увеличиваются. Скорость ползучести определяется разностями потоков  $I_I^{(d)} - I_V^{(d)}$  и  $I_{iI}^{(d)} - I_{iV}^{(d)}$ , следовательно, при низких концентрациях примеси основной вклад в величину  $\dot{\epsilon}$  вносят потоки свободных СТД, а с повышением  $C_i$  растет значение потоков СТД в составе комплексов. Отсюда можно предположить, что при учете подвижности комплексов скорость ползучести будет выше, чем в случае, когда комплексы неподвижны. Это подтверждается расчетами зависимости скорости ползучести от концентрации примесей, результаты которых представлены на рис. 2 (сплошная кривая). Для сравнения здесь же приведена зависимость  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  от  $C_i$  для случая неподвижных комплексов (кривая 1).

Чтобы установить, как влияет на скорость ползучести каждый из типов подвижных комплексов ( $iI$  или  $iV$ ) по отдельности, проведен расчет  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  для двух случаев. В первом из них подвижным считался только комплекс  $iI$  (кривая 2 на рис. 2), причем энергия миграции комплексов принималась равной энергии миграции междузельного атома, т. е. комплексы были максимально подвижными. Во втором случае подвижными были только комплексы  $iV$  (кривая 3 на рис. 2), причем энергия миграции комплексов была взята достаточно большой ( $E_{iV}^m = 1.6$  eV), т. е. комплексы  $iV$  оставались сравнительно малоподвижными. Тем не менее во втором случае кривая зависимости  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  от  $C_i$  отклоняется от кривой 1, отвечающей ситуации с неподвижными комплексами  $iI$  и  $iV$ , сильнее, чем в первом, и располагается ближе к кривой 3. Из сказанного следует, что подвижные комплексы примесь–вакансия влияют на скорость ползучести гораздо сильнее, чем комплексы примесь–межузельный атом.

Для количественного подтверждения сделанного заключения рассчитана зависимость  $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$  от  $E_{iV}^m$  — энергии ми-

грации комплекса примесь–вакансия (рис. 3). Рассмотрены две ситуации: когда комплексы  $iI$  неподвижны (кривая 1) и когда они максимально подвижны ( $E_{iI}^m = 0.3 \text{ eV}$ , кривая 2). Таким образом, кривые 1 и 2 ограничивают область со всеми возможными значениями энергии миграции комплексов  $iI$  и  $iV$ . Из рис. 3 видно, что при больших значениях  $E_{iV}^m$  скорость ползучести близка к таковой для материала с неподвижными комплексами. При увеличении подвижности комплексов  $iV$ , когда значение  $E_{iV}^m$  приближается к  $E_V^m$  — энергии миграции свободных вакансий, скорость ползучести становится выше, чем для беспримесного материала. Это объясняется тем, что часть СТД переносится к дислокациям и порам в составе комплексов, энергия взаимодействия которых со стоками выше, чем свободных СТД, и, следовательно, выше дислокационный преференс.

## Обсуждение

В предыдущих разделах рассмотрены три основных канала влияния примесей на скорость радиационной ползучести  $\dot{\epsilon}$  сплавов внедрения. Наиболее простой для интерпретации представляется ситуация, когда комплексы примесь–СТД не образуются и влияние примесей на  $\dot{\epsilon}$  осуществляется только через примесные атмосферы вокруг дислокаций и пор. Примесные атмосферы обладают своим собственным упругим полем, которое частично экранирует упругое поле дислокаций и ослабляют его действие на СТД. В результате снижается способность дислокаций захватывать СТД, что приводит к уменьшению эффективностей поглощения ею межузельных атомов  $Z_I$  и вакансий  $Z_V$  по сравнению с поглощением в беспримесном металле, причем  $Z_I$  уменьшается сильнее, чем  $Z_V$ . Вследствие этого увеличение концентрации примесей в материале приводит к уменьшению фактора предпочтения  $B$  и, следовательно, скорости ползучести.

Ситуация становится более сложной для анализа, когда в облучаемом материале образуются комплексы примесь–СТД с той или иной степенью подвижности. Образование таких комплексов приводит в сущности к появлению новых видов рекомбинации СТД и новых потоков СТД на стоки в составе подвижности комплексов. Таким образом, межузельные атомы и вакансии, постоянно образующиеся в сплаве в результате облучения, выходят из игры двумя путями: либо они уходят на стоки, диффундируя к ним в свободном виде или в составе комплексов, либо исчезают в результате рекомбинации. При наличии комплексов рекомбинация СТД может быть нескольких типов. Во-первых, это обычная взаимная рекомбинация, происходящая при встрече мигрирующих в материале свободных межузельных атомов и вакансий; во-вторых, рекомбинация СТД при встрече с комплексами, содержащими СТД противоположного типа; в-третьих, при встрече двух комплексов, содержащих СТД противоположного типа.

Чтобы получить полное представление о процессах, протекающих в облучаемых сплавах внедрения при их деформации, необходимо знать количественные соотношения между долями СТД, исчезающих при рекомбинации вышеупомянутых типов. Анализ результатов численных расчетов показал, что при наличии в материале неподвижных комплексов преобладает рекомбинация СТД при встрече межузельных атомов с комплексами примесь–вакансия; в случае, когда комплексы  $i\beta$  подвижны, СТД гибнут в основном при встрече друг с другом разноименных комплексов. Доля дефектов, гибнущих в результате рекомбинации всех трех типов, увеличивается с понижением температуры.

## Список литературы

- [1] Пятилетов Ю.С., Лопыга А.Д. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 1. С. 64–71.
- [2] Pyatiletov Yu.S., Kislitsin S.B., Edemskyi N.I. // Radiation Effects and Defects in Solids. 1993. Vol. 25. P. 223–237.
- [3] Орлов А.Н., Трушин Ю.В. // Радиационные дефекты в металлических кристаллах / Под ред. Ш.Ш. Ибрагимова. Алма-Ата: Наука КазССР, 1978. С. 30–40.
- [4] Mansur L.K., Yoo M.H. // J. Nucl. Mater. 1978. Vol. 74. N 2. P. 228–241.
- [5] Johnson R.A. // Phys. Rev. 1964. Vol. 134. N 5A. P. 1329–1336.
- [6] Masuda K. // Phys. Stat. Sol. 1983. Vol. B166, N 1. P. 9–16.
- [7] Vehanen A., Hautiojanvi P. et al. // Phys. Rev. 1979. B19. Vol. 25. N 2. P. 762–780.