УДК 539.376+532.135

О диффузионной ползучести поликристаллов

В. Т. Головчан

Институт сверхтвердых материалов им. В. Н. Бакуля НАН Украины, Киев, Украина

Представлен вариант диффузионной ползучести поликристаллических тел, основанный на решении модельной задачи диффузионно-вязкого течения. Поликристалл рассматривается как композитный материал, а соответствующая краевая задача решается в приближении метода самосогласованного поля. Получены простые выражения для коэффициентов вязкости поликристалла и межзеренных границ. Выполнен анализ уравнения ползучести при одноосном сжатии. Полученные на основании этого уравнения выводы качественно согласуются с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: диффузия, ползучесть, поликристалл, коэффициент вязкости, зернограничное проскальзывание.

Введение. Теория диффузионно-вязкого течения поликристаллических тел изложена в работе [1]. Предложенные в ней уравнения диффузионной ползучести для случая изотропной структуры содержат коэффициент вязкости поликристалла, который зависит от вязкости межзеренных границ. Приведены оценки этого коэффициента при реализации легкого скольжения по границам зерен в предельных случаях, когда преобладает объемная или зернограничная диффузия В [2] рассматривается задача о течении поликристалла при одноосном растяжении. Полагается, что для гладких границ коэффициент вязкости межзеренного проскальзывания настолько мал, что сопротивление границ может не учитываться. Для границы в форме периодической ступенчатой функции коэффициент вязкости линейно зависит от квадрата высоты ступеньки. Ранее [3] для определения коэффициента диффузионной вязкости поликристалла использовался метод самосогласованного поля. Коэффициент вязкости межзеренных границ в полученном в [3] выражении является неопределенным параметром.

Насколько известно автору, в литературных источниках до настоящего времени отсутствует какая-либо информация относительно результатов прямых измерений или вычисления коэффициента вязкости границ поликристалла. В данной работе поликристалл рассматривается как композитный материал. Последовательное применение метода самосогласованного поля позволяет получить простые выражения для коэффициента вязкости межзеренных границ и макроскопического коэффициента вязкости. Вязкость границ зависит от размера зерен и коэффициента зернограничной диффузии вакансий. Проанализировано уравнение ползучести при одноосном сжатии. Полученные на основании этого выводы качественно согласуются с известными экспериментальными данными.

Постановка задачи. Рассмотрим для поликристаллического тела в соответствии с методом самосогласованного поля следующую модельную задачу. Пусть сферическое зерно радиуса R погружено в неограниченную изотропную вязкую среду, свойства которой определяются коэффициентом сдвиговой вязкости η. Данная среда подвергается воздействию однородной системы макроскопических напряжений σ_z, $\sigma_y = \sigma_x$. Ее течение в области $r > R$ описывается системой дифференциальных уравнений, включающей уравнения состояния [1]

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\eta e_{ij}, \qquad e_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) \tag{1}$$

и векторные уравнения медленного квазиустановившегося движения [1]

$$\eta \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{v}) + \operatorname{grad} p = 0, \qquad \operatorname{div} \vec{v} = 0. \tag{2}$$

В зернах свободного от напряжений поликристалла имеются вакансии с равновесной концентрацией c_0. Приложение внешних напряжений вызывает их микроскопическую диффузию, интенсивность которой зависит от величины коэффициентов диффузии D_{b0} в пределах границы зерна толщиной $\delta = R - a$ и D_{v0} в объеме $r < a$. Избыточная концентрация вакансий удовлетворяет уравнению Лапласа [1]

$$\Delta c = 0. \tag{3}$$

Решение этого уравнения должно подчиняться следующим граничным условиям:

$$\begin{gathered} c_b(R, \theta) = \frac{c_0 \omega}{kT} \sigma_r(R, \theta); \qquad c_b(r, \theta) = c_v(r, \theta); \\ D_{b0} \frac{\partial}{\partial r} c_b(r, \theta) = D_{v0} \frac{\partial}{\partial r} c_v(r, \theta), \qquad r = a, \end{gathered} \tag{4}$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; ω – объем, приходящийся на одну вакансию; σ_r – нормальное на границе зерна напряжение [1]. Равенства (4) записаны в сферической системе координат (r, θ, φ) с полюсом в центре зерна.

Условия сопряжения механического и диффузионного полей выбираем в виде

$$\begin{gathered} v_r(r, \theta) = D_{b0} \frac{\partial}{\partial r} c_b(r, \theta); \\ v_\theta(r, \theta) - D_{b0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} c_b(r, \theta) = \alpha \frac{\delta}{2\eta_b} \tau_{r\theta}(r, \theta), \qquad r = R, \end{gathered} \tag{5}$$

где первое соотношение выражает равенство нормальных скоростей, второе – наличие проскальзывания между зернами на их общей границе [1]; α – безразмерный параметр; η_b – коэффициент вязкости границы зерна (в объеме $R > r > a$). Эти величины подлежат определению.

Решение задачи. Для области $r > R$ воспользуемся частным решением уравнений (2):

$$
\begin{cases}
v_r = (2Ar - 3Br^{-4} + 6Dr^{-2})P_2(\cos\theta); \\
v_\theta = (Ar + Br^{-4})\dfrac{d}{d\theta}P_2(\cos\theta); \\
\dfrac{1}{2\eta}\sigma_r = C + (2A + 12Br^{-5} - 18Dr^{-3})P_2(\cos\theta); \\
\dfrac{1}{2\eta}\tau_{r\theta} = (A - 4Br^{-5} + 3Dr^{-3})\dfrac{d}{d\theta}P_2(\cos\theta).
\end{cases} \tag{6}
$$

Компоненты вектора скорости $\vec{v}$ и напряжения на сферической поверхности получены из решения уравнений теории упругости [4] для коэффициента Пуассона $\nu = 0{,}5$. Напряженное состояние на бесконечности определяется константами C и A. Присоединенная функция полиномов Лежандра $P_2(\cos\theta) = 1/2(3(\cos\theta)^2 - 1)$.

Решение дифференциального уравнения (3) выбираем в виде

$$
\begin{aligned}
c_v &= A_1 + B_1 r^2 P_2(\cos\theta), \qquad 0 < r < a; \\
c_b &= A_2 + (B_2 r^2 + D_2 r^{-3})P_2(\cos\theta), \qquad a < r < R.
\end{aligned} \tag{7}
$$

Произвольные постоянные B, D, A_1, B_1, A_2, B_2 и D_2 следует определять из краевых условий (4) и (5). Для A_1 и A_2 имеем $A_1 = A_2 = 2\eta C \dfrac{c_0\omega}{kT}$. Для остальных постоянных получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$
\begin{cases}
-3BR^{-5} + 6DR^{-3} - 2D_{b0}B_2 + 3D_{b0}D_2R^{-5} = -2A; \\
(1 + 4\beta_1)BR^{-5} - 3\beta_1 DR^{-3} - D_{b0}B_2 - D_{b0}D_2R^{-5} = A(\beta_1 - 1); \\
12\beta BR^{-5} - 18\beta DR^{-3} - D_{b0}B_2 - D_{b0}D_2R^{-5} = -2\beta A; \\
B_1 - B_2 - D_2a^{-5} = 0; \\
2D_{v0}B_1 - 2D_{b0}B_2 + 3D_{b0}D_2a^{-5} = 0,
\end{cases} \tag{8}
$$

где

$$
\beta = 2\eta\frac{c_0\omega D_{b0}}{kTR^2}; \qquad \beta_1 = \alpha\frac{\delta\eta}{R\eta_b}. \tag{9}
$$

Решение этой системы имеет вид

$$
\begin{cases}
BR^{-5} = [-12\beta\gamma - 102\beta + 6\gamma + 6 + \beta_1(-48\beta\gamma + 72\beta)]\dfrac{A}{g}; \\
DR^{-3} = [5\gamma + 5 - 10\beta\gamma - 60\beta + \beta_1(5\gamma + 5 - 40\beta\gamma + 60\beta)]\dfrac{A}{g};
\end{cases} \tag{10a}
$$

$$\begin{cases} B_2 D_{b0} = -30\beta\gamma(1+4\beta_1)\dfrac{A}{g}; \\ D_2 R^{-5} D_{b0} = -30\beta(1+4\beta_1)\dfrac{A}{g}; \\ B_1 = B_2 + D_2 R^{-5} b^{-5}; \\ g = -18\beta\gamma + 72\beta - 6\gamma - 6 + \beta_1(-15\gamma - 15 - 72\beta\gamma + 108\beta), \end{cases} \tag{10б}$$

где

$$b = \frac{a}{R}; \qquad \gamma = \frac{3D_{b0} + 2D_{v0}}{2(D_{b0} - D_{v0})} b^{-5}. \tag{11}$$

Таким образом, решение рассматриваемой краевой задачи зависит от безразмерных параметров β и β_1. Последний параметр, как следует из (9), определяется тремя величинами: α, η и η_b, которые необходимо выразить через коэффициенты диффузии D_{b0}, D_{v0} и геометрические характеристики зерна R и δ. Для этого воспользуемся сначала динамическими условиями на границе $r = R$:

$$\sigma_r(R,\theta) = -p_b + 2\eta_b e_r(R,\theta), \qquad \tau_{r\theta}(R,\theta) = 2\eta_b e_{r\theta}(R,\theta). \tag{12}$$

Обусловленные диффузией атомов скорости деформаций в области $R > r > a$ задаются равенствами

$$\begin{aligned} e_r &= D_{b0}\frac{\partial^2}{\partial r^2} c_b(r,\theta) = D_{b0}(2B_2 + 12D_2 r^{-5})P_2(\cos(\theta)); \\ 2e_{r\theta} &= D_{b0}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\theta} c_b(r,\theta) - \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial\theta} c_b(r,\theta) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta} c_b(r,\theta)\right)\right] = \\ &= D_{b0}(2B_2 - 8D_2 r^{-5})\frac{d}{d\theta}P_2(\cos(\theta)). \end{aligned} \tag{13}$$

Условия (12) с учетом последних двух выражений (6) и соотношений (13) преобразуются к виду

$$\begin{gathered} p_b = -2\eta C, \qquad \eta(A + 6BR^{-5} - 9DR^{-3}) = \eta_b D_{b0}(B_2 + 6D_2 R^{-5}); \\ \eta(A - 4BR^{-5} + 3DR^{-3}) = \eta_b D_{b0}(B_2 - 4D_2 R^{-5}). \end{gathered} \tag{14}$$

Дальнейшее преобразование равенств (14) выполняется с использованием (11). В результате получим

$$\eta(\gamma + 1) = 2\eta_b\beta(\gamma + 6); \qquad \eta[20\beta - (\gamma + 1)] = 2\eta_b(4 - \gamma)(1 + 4\beta_1)\beta. \tag{15}$$

Коэффициент вязкости η_b находится из первого равенства (15) после подстановки в него выражения для β из (9):

$$\eta_b = \frac{kTR^2(\gamma+1)}{4\omega D_b(\gamma+6)}, \tag{16}$$

где D_b – коэффициент граничной диффузии атомов, $D_b = c_0 D_{b0}$. Второе равенство (15) может быть переписано с учетом (16) в виде

$$20\beta - (\gamma+1) = \frac{\gamma+1}{\gamma+6}(4-\gamma)(1+4\beta_1). \tag{17}$$

Полученное соотношение содержит два неопределенных параметра β и β_1. В качестве дополнительного условия принимаем равенство

$$\langle \sigma_z \rangle = -\langle p \rangle + 2\eta \langle e_z \rangle, \tag{18}$$

где угловые скобки обозначают усреднение соответствующих величин по объему зерна.

Декартова компонента скорости деформации

$$e_z = \frac{\partial}{\partial z} v_z = \frac{\partial}{\partial z}(v_r \cos\theta - v_\theta \sin\theta)$$

определяется с учетом (7) и равенств

$$v_r = 2D_{v0}B_1 r P_2(\cos\theta), \qquad v_\theta = D_{v0}B_1 r \frac{d}{d\theta}P_2(\cos\theta), \qquad 0 < r < a;$$

$$v_r = D_{b0}(2B_2 r - 3D_2 r^{-4})P_2(\cos\theta), \tag{19}$$

$$v_\theta = D_{b0}(B_2 r + D_2 r^{-4})\frac{d}{d\theta}P_2(\cos\theta), \qquad a < r < R.$$

В результате некоторых преобразований получим

$$e_z = 2D_{v0}B_1, \qquad 0 < r < a;$$

$$e_z = 2D_{b0}B_2 + 1{,}5 D_{b0}D_2 r^{-4}(3 - 5\cos^2\theta)\cos\theta, \qquad a < r < R.$$

Интеграл по объему V_b от второго слагаемого в правой части второго равенства для e_z равен нулю. Поэтому имеем

$$\langle e_z \rangle = 2[D_{v0}B_1 b^3 + D_{b0}B_2(1-b^3)]. \tag{20}$$

Для определения средних значений напряжения σ_z и давления $p = -1/3(\sigma_z + \sigma_y + \sigma_x)$ воспользуемся формулами

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \langle \sigma_z \rangle = -2\pi R^3 \int_0^{\pi} \cos\theta (\sigma_r \cos\theta - \tau_{r\theta} \sin\theta)\, d\cos\theta;$$
$$\frac{4}{3}\pi R^3 \langle p \rangle = \frac{2}{3}\pi R^3 \int_0^{\pi} \sigma_r d\cos\theta. \qquad (21)$$

Интегрирование в (21) выполняется с учетом выражений для напряжений (6) и равенств (10). В результате соотношение (18) с учетом (20) преобразуется следующим образом:

$$60\beta - (\gamma + 1)(5 + 8\beta_1) = -10\beta(1 + 4\beta_1)(\gamma - 1{,}5 b^{-2}). \qquad (22)$$

Уравнения (17) и (22) образуют алгебраическую систему с неизвестными β и β_1, решение которой имеет вид

$$\beta_1 = \frac{15}{4} \frac{b^{-2}}{(4-\gamma)(\gamma - 1{,}5 b^{-2})}; \qquad \beta = \frac{\gamma(\gamma+1)}{(\gamma+6)(2\gamma - 3b^{-2})}. \qquad (23)$$

Искомые значения макроскопического коэффициента вязкости η и параметра α определяются на основании (9), (16) и (23):

$$\eta = \frac{kTR^2}{2\omega D_b} \frac{\gamma(\gamma+1)}{(\gamma+6)(2\gamma - 3b^{-2})}, \qquad \alpha = \frac{15}{4} \frac{Rb^{-2}}{\delta\gamma(4-\gamma)}. \qquad (24)$$

Зернограничное проскальзывание. Из выражений (19) для скоростей диффузионного перемещения атомов следуют два существенных вывода. Во-первых, в области $a < r < R$ максимальное значение радиальной скорости v_r значительно меньше максимального значения тангенциальной скорости v_θ при выполнении условий $\delta/R << 1$ и $D_{b0} >> D_{v0}$. В этом случае

$$\frac{\max v_r}{\max v_\theta} = \frac{2D_{v0}}{3D_{b0}},$$

и массоперенос происходит в основном вдоль границы зерна. Во-вторых, на границе области $r = a$ имеет место тангенциальное скольжение со скоростью

$$\Delta v_\theta = [D_{b0}(B_2 a + D_2 a^{-4}) - D_{v0} B_1 a] \frac{d}{d\theta} P_2(\cos\theta). \qquad (25)$$

Определим интенсивность такого проскальзывания с помощью безразмерного коэффициента g_s, который равен отношению скорости скольжения (25) к скорости

$$v_\theta(a, \theta) = D_{b0}(B_2 a + D_2 a^{-4}) \frac{d}{d\theta} P_2(\cos\theta).$$

Принимая во внимание четвертое равенство (8), получаем

$$g_s = 1 - \frac{D_{v0}}{D_{b0}}. \tag{26}$$

Величина g_s зависит лишь от отношения коэффициента объемной диффузии к коэффициенту зернограничной диффузии и стремится к нулю при $D_{b0} \to D_{v0}$ (с уменьшением D_{b0}). Заметим, что при этом вязкость границы зерна (16) возрастает.

Анализ некоторых частных случаев. Коэффициент вязкости поликристаллического тела (24) зависит от двух параметров: диффузионного γ и геометрического b (11). Ограничимся рассмотрением очень тонких границ зерен, когда $\delta << R$. Предположим, что коэффициент диффузии D_b значительно больше D_v. В этом случае выражение (24) с точностью до малых величин δ/R и D_v/D_b первого порядка может быть преобразовано к виду

$$\eta = \frac{kTR^2}{4\omega D_b} \frac{1 + \frac{7D_v}{3D_b} + 7\frac{\delta}{R}}{5\frac{D_v}{D_b} + 9\frac{\delta}{R}}. \tag{27}$$

Величина коэффициента вязкости (27) зависит от соотношения между малыми параметрами δ/R и D_v/D_b. В случае выполнения неравенства $RD_v/\delta D_b << 1$ выражение (27) принимает вид

$$\eta = \frac{kTR^3}{36\omega\delta D_b}\left(1 + 7\frac{\delta}{R} - \frac{5D_v R}{9D_b\delta}\right). \tag{28}$$

Если выполняется неравенство $RD_v/\delta D_b >> 1$, то (27) преобразуется так:

$$\eta = \frac{kTR^2}{20\omega D_v}\left(1 + \frac{7D_v}{3D_b} - \frac{9D_b\delta}{5D_v R}\right). \tag{29}$$

Коэффициент вязкости η (29) соответствует в основном объемной диффузии в зернах поликристалла при затрудненном проскальзывании на их границах. В (28) имеем диффузию вакансий преимущественно по границам зерен с одновременным проскальзыванием их относительно друг друга.

Рассмотрим еще один приближенный подход к определению макроскопической вязкости поликристаллического тела при использовании только одного условия (18), которое представим в виде

$$A - 1{,}8DR^{-3} = D_{b0}B_2 - 1{,}5D_{b0}D_2R^{-5}b^{-2}. \tag{30}$$

Дальнейшее преобразование данного соотношения выполняется с помощью (9), (10). В результате приходим к квадратному уравнению:

$$40\beta^2\chi(\gamma - 1{,}5b^{-2}) + \beta[60 - 8\chi(\gamma+1) + 10(\gamma - 1{,}5b^{-2})] - 5(\gamma+1) = 0;$$

$$\chi = \frac{\alpha kTR\delta}{2\omega D_b \eta_b}. \qquad (31)$$

Коэффициент вязкости η определяется положительным корнем этого уравнения с учетом выражения (9) для β. В данном случае коэффициент вязкости границы зерен η_b остается неопределенным. Поэтому рассмотрим предельные случаи $\chi >> 1$ и $\chi << 1$ для значений безразмерного параметра χ. В приближении первых степеней малых параметров δ/R и D_v/D_b имеем $\gamma - 1{,}5b^{-2} = 2{,}5D_v/D_b + 3\delta/R$ и $\gamma + 1 = 2{,}5(1 + D_v/D_b + 3\delta/R)$. С учетом этого из уравнения (31) находим коэффициент вязкости для свободного скольжения

$$\eta = \frac{kTd^3}{96\omega\delta D_b} \qquad (32)$$

при условии $RD_v/\delta D_b << 1$ и

$$\eta = \frac{kTd^2}{40\omega D_v} \qquad (33)$$

при $RD_v/\delta D_b >> 1$.

В другом предельном случае получим

$$\eta = \frac{5kTd^2}{192\omega D_b}. \qquad (34)$$

В формулах (32)–(34) d – диаметр зерна. Заметим, что аналогичный подход был реализован в [3].

Обсуждение результатов. Выше представлено решение модельной задачи диффузионно-вязкого течения поликристалла. Естественным является вопрос о том, в какой степени результаты решения отражают реальную картину диффузионной ползучести поликристаллических тел. Модельное уравнение ползучести в условиях одноосного сжатия (как это следует из (1) и (28)) имеет вид

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{p}{3\eta} = -\frac{p}{3}\left[\frac{80\omega D_v}{kTd^2} + \frac{288\omega\delta D_b}{kTd^3}\right]\left(1 - \frac{7D_v}{3D_b} - 7\frac{\delta}{R}\right). \qquad (35)$$

Макроскопическая скорость деформации (35) представлена двумя слагаемыми. Первое из них обусловлено массопереносом в теле зерна (с коэффициентом диффузии D_v), второе – зернограничным проскальзыванием. Относительный вклад проскальзывания по границам зерен в общую деформацию поликристалла равен

$$G_s = \frac{1}{1 + 0{,}556m}, \qquad m = \frac{RD_v}{\delta D_b} \qquad (36)$$

и зависит от безразмерного параметра m.

Используя формулу Аррениуса для коэффициентов диффузии, имеем

$$m=\frac{R}{\delta}\frac{D_{v0}}{D_{b0}}\exp\left(\frac{-Q_v+Q_b}{RT}\right). \tag{37}$$

Таким образом, если $Q_b > Q_v$, то параметр m уменьшается с повышением температуры. В таком случае коэффициент G_s увеличивается. Если $Q_v > Q_b$, то m возрастает с повышением температуры, и вклад межзеренного проскальзывания в общую деформацию поликристалла уменьшается.

Обратимся к известным экспериментальным результатам исследования зернограничного проскальзывания в поликристаллах [5]. Установлены следующие характерные особенности этого явления: в процессе ползучести общая деформация образца линейно связана со средней величиной деформации, которая обусловлена зернограничным скольжением; доля зернограничной деформации в общей деформации остается постоянной (в случае несущественного изменения структуры); при уменьшении размера зерен вклад зернограничного скольжения увеличивается; с повышением температуры этот вклад может возрастать и убывать в зависимости от материала. Кроме того, энергия активации процесса зернограничной диффузии может быть как больше, так и меньше энергии активации процесса объемной диффузии [6]. Эти экспериментальные факты качественно вполне согласуются с формулами (36), (37). Заметим также, что в соответствии с равенством (16) вязкость границы зерна понижается с уменьшением его среднего размера.

Основным результатом исследования являются формулы (16), (24) и (35). Рассмотренные предельные случаи для коэффициента вязкости (28) и (29) в основном (с точностью до постоянного сомножителя) соответствуют известным данным [1, 6, 7]. Коэффициент вязкости межзеренных границ (16) прямо пропорционален квадрату размера зерна. Отметим, что в [1] при рассмотрении варианта легкого проскальзывания по границам зерен постулируется независимость вязкости границ от их размера.

Ранее предполагалось, что диффузионная ползучесть проявляется лишь при воздействии на материал достаточно малых напряжений, чтобы исключить процессы образования и движения дислокаций, и высоких температур, активирующих диффузию вакансий. При этом объемная диффузия преобладает при повышенных гомологических температурах, а зернограничная – при пониженных [7]. Однако эти условия иногда не выполняются, что характерно, например, для ползучести твердых сплавов.

Анализ экспериментальных результатов исследования ползучести твердых сплавов WC–Co в температурном интервале 1050...1350°C в условиях одноосного сжатия и трехточечного изгиба выполнен в работе [8]. Кривая зависимости скорости деформации установившейся ползучести от напряжения в логарифмических переменных имеет сигмоидальную форму. Параметры микроструктуры твердого сплава оказывают наибольшее влияние на второй участок этой кривой, на котором показатель степени n в зависимости $\dot{\varepsilon}=K\sigma^n$ имеет наименьшее значение. Величина n при испытаниях на сжатие не зависит от среднего размера зерен карбидной фазы d_{WC} и является монотонно возрастающей функцией объемного содержания кобальта V_{Co}, приближаясь к единице при $V_{Co} \to 0$. Аппроксимация скорости ползучести в этом случае представлена в виде

$$\dot{\varepsilon} = A\, d_{\mathrm{WC}}^{-2}\, \sigma^n \exp\left(-\frac{Q_A}{RT}\right), \tag{38}$$

где Q_A – кажущаяся энергия активации, $Q_A = 540...580$ кДж/моль независимо от приложенного напряжения σ, объемного содержания кобальта в сплаве и метода испытаний (сжатие или изгиб). Полученное значение энергии активации близко к энергии активации процесса самодиффузии атомов вольфрама в карбиде вольфрама WC, равной 580 кДж/моль при температуре 2100...2400°С. Таким образом, в [8] установлено, что деформация ползучести в твердых сплавах WC–Co контролируется карбидной фазой. При этом основными механизмами ползучести являются зернограничное скольжение и внутризеренная деформация в WC.

Показатель степени n в формуле (38) для малокобальтовых твердых сплавов (при $V_{Co} < 0{,}1$) очень близок к единице. В более ранних исследованиях ползучести твердых сплавов WC–Co также отмечались случаи близкого к единице значения параметра n [9]. Таким образом, ползучесть малокобальтовых сплавов в условиях одноосного сжатия при достаточно высоких напряжениях (около 300 МПа в [8]) представляет собой диффузионно-вязкое течение, обусловленное в основном массопереносом в карбидной фазе. Относительная доля взаимной контактной поверхности зерен WC в их общей граничной поверхности в малокобальтовых твердых сплавах равна 0,7 и более. Это обстоятельство позволяет проводить аналогию между ползучестью этих сплавов и диффузионной ползучестью поликристаллического WC. Примеры диффузионной ползучести других материалов содержатся, например, в монографии [10].

Заключение. Представленные выше аналитические результаты основаны на решении модельной задачи диффузионно-вязкого течения поликристаллического тела. Выполненный анализ свидетельствует о качественном соответствии аналитических результатов известным экспериментальным данным о диффузионной ползучести реальных кристаллических материалов.

Резюме

Викладено варіант дифузійної повзучості полікристалічних тіл, що ґрунтується на разв'язанні модельної задачі дифузійно-в'язкої течії. Полікристал розглядається як композитний матеріал, а відповідна крайова задача розв'язується в наближенні методу самоузгодженого поля. Отримано прості вирази для коефіцієнтів в'язкості полікристала і міжзеренних границь. Виконано аналіз рівняння повзучості у випадку одновісного стиску і показано, що розрахункові дані якісно узгоджуються з відомими експериментальними.

1. *Лифшиц И. М.* К теории диффузионно-вязкого течения поликристаллических тел // Журн. эксп. и техн. физики. – 1963. – **44**, вып. 4. – С. 1349 – 1367.

2. *Ashby M. F. and Verral B. A.* Diffusion-accommodated flow and superplasticity // Acta Met. – 1973. – **21**, No. 2. – P. 149 – 163.
3. *Головчан В. Т.* О коэффициенте диффузионной вязкости поликристалла // Прикл. механика. – 1991. – **27**, № 11. – С. 122 – 126.
4. *Головчан В. Т.* Анизотропия физико-механических свойств композитных материалов. – Киев: Наук. думка, 1987. – 303 с.
5. *Кайбышев О. А., Валиев Р. З.* Границы зерен и свойства металлов. – М.: Металлургия, 1987. – 214 с.
6. *Каур И., Густ В.* Диффузия по границам зерен и фаз. – М.: Машиностроение, 1991. – 446 с.
7. *Чадек И.* Ползучесть металлических материалов. – М.: Мир, 1987. – 304 с.
8. *Lay S., Vicens J., and Osterstock F.* High temperature creep of WC–Co alloys // J. Mater Sci. – 1987. – **22**. – P. 1310 – 1322.
9. *Креймер Г. С.* Прочность твердых сплавов. – М.: Металлургия, 1971. – 248 с.
10. *Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф.* Карты механизмов деформации. – Челябинск: Металлургия, 1989. – 325 с.

Поступила 19. 07. 2007