УДК 539.4

УПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ВБЛИЗИ СТЫКОВ ГРАНИЦ КРИСТАЛЛИТОВ, ИСПЫТЫВАЮЩИХ СОБСТВЕННЫЕ ДИСТОРСИИ

Ш. Х. Ханнанов

(Уфа)

1. Прочность и пластичность твердых тел в большой степени зависит от их над атомарной структуры. Для поликристаллических материалов такими важными структурными элементами являются кристаллиты (зерна), границы кристаллитов и стыки границ кристаллитов (СГК). В последнее время рядом исследователей установлено, что СГК (или стыки границ фрагментов) могут быть местами зарождения микротрещин как при активной деформации [1, 2], так и в режиме ползучести [3, 4]. Концентрация термоупругих напряжений вблизи СГК часто вызывает микрорастрескивание керамических материалов [5]. Упругие напряжения, возникающие вблизи СГК, играют важную роль в процессах рекристаллизации [4] и сверхпластической деформации [6].

Концентрация упругих напряжений вблизи СГК может быть обусловлена различными факторами: упругой неоднородностью (или анизотропией) материала, высокотемпературным проскальзыванием по границам кристаллитов и, наконец, собственной дисторсией кристаллитов. Напряжения около остроконечных упругих неоднородностей рассматривались в [7]. Результаты [8] позволяют оценить упругие напряжения,связанные с проскальзыванием по пересекающимся границам кристаллитов.В данной работе рассматривается задача о нахождении распределения упругих напряжений около СГК в третьем случае, когда стыкующиеся кристаллиты испытывают собственные дисторсии. При этом под собственными дисторсиями понимаются любые (пластические, термические, магнитострикционные и т. д.) дисторсии кристаллитов неупругой природы. Вычисление напряжений удобно проводить методами континуальной теории дислокаций и дисклинаций [9—11]. Внутренние упругие напряжения можно представить как наложение полей упругих напряжений распределенных дислокаций.

2. Рассмотрим n кристаллитов клиновидной формы с плоскими границами $OP^{(m)}$ $(m = 1, 2 \ldots n)$, стыкующимися вдоль оси z декартовой системы координат x, y, z (фиг. 1). Ось z перпендикулярна плоскости чертежа. Кристаллиты будем считать бесконечными вдоль оси z и подверженными собственной однородной дисторсии $\beta_{ik}^{(m)}$, где индекс m соответствует номеру кристаллита. В общем случае дисторсии $\beta_{ik}^{(m)}$ несовместны, и система кристаллитов в целом будет находиться в напряженном состоянии, не зависящем от z. Собственную дисторсию системы кристаллитов β_{ik} можно представить в виде суммы

$$\beta_{ik} = \sum_m \beta_{ik}^{(m)} \delta(V^{(m)}), \tag{2.1}$$

где [9]
$$\delta(V^{(m)}) = \int_{V^{(m)}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\, dV'.$$

Здесь $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор; $V^{(m)}$ — область, занимаемая m-м кристаллитом. Состоянию тела с заданной собственной дисторсией отвечает дислокационное состояние с тензором плотности дислокаций α_{pl}, определяемым соотношением [9—11]:

$$\alpha_{pl} = \varepsilon_{prk}\beta_{kl,r}, \tag{2.2}$$

где ε_{prk} — единичный антисимметричный тензор, индекс после запятой обозначает дифференцирование по соответствующей декартовой координате (индексы 1, 2, 3 соответствуют x, y, z). Подставляя (2.1) в (2.2), получаем

$$\alpha_{pl} = \sum_m \alpha_{pl}^{(m)},$$

где $\alpha_{pl}^{(m)}$ — тензор плотности дислокаций, соответствующий в (2.1) члену $\beta_{ik}^{(m)}\delta(V^{(m)})$: $\alpha_{pl}^{(m)} = \varepsilon_{prk}\beta_{kl}^{(m)}\delta_{,r}(V^{(m)})$. Используя правило дифференцирования объемной дельта-функции [9] и уравнение границы $OP^{(m)}$ в форме ($k^{(m)}$ — угловой коэффициент прямой) $y = k^{(m)}x$, находим $\alpha_{pl}^{(m)} = -\varepsilon_{prk}\beta_{kl}^{(m)}\delta_r(S^{(m)})$, где $\delta_k(S^{(m)}) = \int\limits_{S^{(m)}} \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,dS_k'$ — поверхностная дельта-функция [9]; $S^{(m)}$ — поверхность границы $OP^{(m)}$. Как видно из (2.2), плотность дислокаций оказывается сосредоточенной на поверхности границ $S^{(m)}$. При этом будем считать, что m-й кристаллит имеет границы $S^{(m)}$, $S^{(m-1)}$ при $m \neq 1$ и границы $S^{(n)}$, $S^{(1)}$ при $m = 1$. Поверхность $S^{(m)}$ служит границей двум смежным областям $V^{(m-1)}$, $V^{(m)}$, причем $\delta_{,r}(V^{(m-1)}) = -\delta_r(S^{(m)})$, $\delta_{,r}(V^{(m)}) = \delta_r(S^{(m)})$. С учетом этого при суммировании $\alpha_{pl}^{(m)}$ получим для α_{pl} $\left(\delta(S^{(m)}) = \int\limits_{S^{(m)}} \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,dS'\right)$

$$\alpha_{pl} = \sum_m A_{pl}^{(m)}\delta(S^{(m)}), \tag{2.3}$$

где $A_{pl}^{(m)} = \varepsilon_{prk}\Delta\beta_{kl}^{(m)}n_r(S^{(m)})$; $n_r(S^{(m)})$— нормаль к $S^{(m)}$; $\Delta\beta_{kl}^{(m)} = \beta_{kl}^{(m)} - \beta_{kl}^{(m-1)}$ — скачок собственных дисторсий при переходе через $S^{(m)}$ из области $V^{(m-1)}$ в область $V^{(m)}$.

3. Перейдем к вычислению распределения внутренних упругих напряжений около СГК. Для простоты кристаллиты будем считать упруго изотропными и имеющими одинаковые упругие константы. Вычисление напряжений удобно провести отдельно для каждого плоского распределения дислокаций в (2.3) $A_{pl}^{(m)}\delta(S^{(m)})$ в собственной системе координат $x^{(m)}$, $y^{(m)}$, $z^{(m)}$. Координаты x, y, z и $x^{(m)}$, $y^{(m)}$, $z^{(m)}$ имеют общее начало, ось $z^{(m)}$ направлена вдоль оси z, ось $x^{(m)}$ лежит в плоскости $OP^{(m)}$, а ось $y^{(m)}$ — нормальна $OP^{(m)}$, как показано на фиг. 2. В дальнейшем все величины в собственной системе координат условимся помечать черточкой сверху. В собственной системе координат вектор нормали к $S^{(m)}$ имеет компоненты (0, 1, 0), поэтому тензор $\bar{A}_{pl}^{(m)} = \varepsilon_{prk}\Delta\bar{\beta}_{kl}^{(m)}\bar{n}_r(S^{(m)})$ имеет следующие ненулевые компоненты:

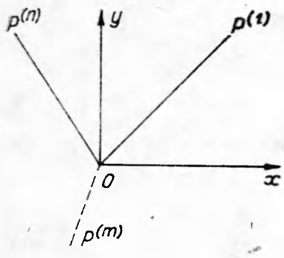
$$\bar{A}_{11}^{(m)} = \Delta\bar{\beta}_{31}^{(m)},\ \bar{A}_{12}^{(m)} = \Delta\bar{\beta}_{32}^{(m)},\ \bar{A}_{13}^{(m)} = \Delta\bar{\beta}_{33}^{(m)},$$
$$\bar{A}_{33}^{(m)} = -\Delta\bar{\beta}_{13}^{(m)},\ \bar{A}_{32}^{(m)} = -\Delta\bar{\beta}_{12}^{(m)},\ \bar{A}_{31}^{(m)} = -\Delta\bar{\beta}_{11}^{(m)}.$$

Далее будем вычислять упругие напряжения от каждой компоненты $\bar{A}_{ij}^{(m)}$, помечая компоненты тензора упругих напряжений дополнительными индексами сверху, например $\bar{\sigma}_{xx}^{ij(m)}$. Для простоты индекс m у координат будем опускать. Поля, соответствующие $\bar{A}_{33}^{(m)}\delta(S^{(m)})$, эквивалентны упругим полям, создаваемым винтовыми дислокациями, параллельными оси z, с вектором Бюргерса $b = (0, 0, 1)$, распределенными с плотностью $-\Delta\bar{\beta}_{13}^{(m)}$ по поверхности $S^{(m)}$. Интегрируя известные напряжения отдельных винтовых дислокаций [10], получаем для ненулевых компонент напряжений

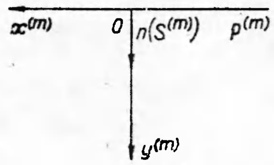
$$\bar{\sigma}_{xz}^{33(m)} = \frac{\mu}{2\pi}\Delta\bar{\beta}_{13}^{(m)}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x}{y}\right),\quad \bar{\sigma}_{yz}^{33(m)} = \frac{\mu}{2\pi}\Delta\bar{\beta}_{13}^{(m)}\ln\left(\frac{\rho}{R_0}\right),$$

где μ — модуль сдвига; $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$; R_0 — радиус обрезания. Некоторые интегралы, вычисляемые по полной поверхности $S^{(m)}$, расходятся. Поэтому необходимо введение радиуса обрезания R_0, который в рассматриваемой задаче можно положить равным среднему линейному размеру кристаллитов в конкретном поликристаллическом материале. В приводимых выражениях сохранены только главные члены с учетом $\rho \ll R_0$.

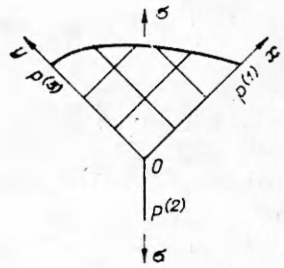
Упругие поля, связанные с $\bar{A}_{31}^{(m)}\delta(S^{(m)})$, эквивалентны полям, создаваемым краевыми дислокациями, параллельными оси z, с вектором Бюргерса $b = (1, 0, 0)$, распределенными с постоянной плотностью $-\Delta\bar{\beta}_{11}^{(m)}$



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

по поверхности $S^{(m)}$. Интегрируя известные напряжения от отдельных краевых дислокаций [10], получаем для ненулевых компонент напряжений

$$\bar{\sigma}_{xx}^{31(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{11}^{(m)}\left(\frac{\pi}{2} - 2\operatorname{arctg}\frac{x}{y} + \frac{xy}{\rho^2}\right), \quad \bar{\sigma}_{yy}^{31(m)} = -\frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{11}^{(m)}\left(\frac{xy}{\rho^2}\right),$$

$$\bar{\sigma}_{zz}^{31(m)} = \frac{\mu\nu}{\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{11}^{(m)}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x}{y}\right),$$

$$\bar{\sigma}_{xy}^{31(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{11}^{(m)}\left(\frac{y^2}{\rho^2} + \ln\frac{\rho}{R_0}\right),$$

где ν — коэффициент Пуассона.

Компонента $\bar{A}_{32}^{(m)}\delta(S^{(m)})$ тензора плотности дислокаций вызывает упругие поля, эквивалентные полям, создаваемым краевыми дислокациями, параллельными оси z, с вектором Бюргерса $b = (0, 1, 0)$, распределенными с постоянной плотностью $-\Delta\bar{\beta}_{12}^{(m)}$ по поверхности $S^{(m)}$. Интегрирование известных напряжений от одиночных дислокаций указанного типа [10] дает для ненулевых компонент упругих напряжений

$$\bar{\sigma}_{xx}^{32(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{12}^{(m)}\left(\frac{y^2}{\rho^2} + \ln\frac{\rho}{R_0}\right), \quad \bar{\sigma}_{yy}^{32(m)} =$$

$$= \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{12}^{(m)}\left(-\frac{y^2}{\rho^2} + \ln\frac{\rho}{R_0}\right),$$

$$\bar{\sigma}_{zz}^{32(m)} = \frac{\mu\nu}{\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{12}^{(m)}\left(\ln\frac{\rho}{R_0}\right), \quad \bar{\sigma}_{xy}^{32(m)} = -\frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{12}^{(m)}\left(\frac{xy}{\rho^2}\right).$$

Весьма простой вид имеет упругое поле от компоненты $\bar{A}_{11}^{(m)}\delta(S^{(m)})$ тензора плотности дислокаций, которое эквивалентно полям от полубесконечных винтовых дислокаций, параллельных оси x, с вектором Бюргерса $b = (1, 0, 0)$, распределенных с постоянной плотностью $\Delta\bar{\beta}_{31}^{(m)}$ по поверхности $S^{(m)}$. Интегрируя напряжения от полубесконечной винтовой дислокации [12], получаем для единственной ненулевой компоненты тензора упругих напряжений

$$\bar{\sigma}_{xz}^{11(m)} = \frac{\mu}{2\pi}\Delta\bar{\beta}_{31}^{(m)}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x}{y}\right).$$

Вклад от компоненты $\bar{A}_{12}^{(m)}\delta(S^{(m)})$ тензора плотности дислокаций определяется путем интегрирования упругих напряжений от полубесконечных краевых дислокаций, параллельных оси x, с вектором Бюргерса $b = (0, 1, 0)$, распределенных с постоянной плотностью $\Delta\bar{\beta}_{32}^{(m)}$ по поверхности $S^{(m)}$. Ненулевые компоненты тензора напряжений имеют вид]

$$\bar{\sigma}_{xx}^{12(m)} = -\frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\Delta\bar{\beta}_{32}^{(m)}\left(\frac{xy}{\rho^2}\right), \quad \bar{\sigma}_{xz}^{12(m)} =$$

$$= \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \Delta\bar{\beta}_{32}^{(m)} \left[1 + (1-\nu)\ln\frac{\rho}{2R_0}\right],$$

$$\bar{\sigma}_{zy}^{12(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \Delta\bar{\beta}_{32}^{(m)} \left[\frac{\rho^2}{x^2}\left(\frac{\pi}{2} - 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{x}{y}\right) + 2\frac{y\rho^2}{x^3}\right].$$

Наконец, вклад от компоненты $\bar{A}_{13}^{(m)}\delta(S^{(m)})$ тензора плотности дислокаций определяется путем интегрирования упругих напряжений от полубесконечных краевых дислокаций, параллельных оси x, с вектором Бюргерса $b = (0,\ 0,\ 1)$, распределенных с постоянной плотностью $\Delta\bar{\beta}_{33}^{(m)}$ по поверхности $S^{(m)}$. Для ненулевых компонент тензора напряжений получаем

$$\bar{\sigma}_{xx}^{13(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \Delta\bar{\beta}_{33}^{(m)} \left(\frac{xy}{\rho^2} - 2\nu\,\mathrm{arctg}\,\frac{x}{y} - 3\pi\nu\right),$$

$$\bar{\sigma}_{yy}^{13(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \Delta\bar{\beta}_{33}^{(m)} \left(\frac{x^4 - y^4 - x^2y^2 + xy^3 - yx^3}{x^2\rho^2} + \pi\frac{y^3}{x^2\rho}\right),$$

$$\bar{\sigma}_{zz}^{13(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \Delta\bar{\beta}_{33}^{(m)} \left(\frac{y^2 - xy}{x^2}\,\mathrm{arctg}\,\frac{x}{y} - 2\frac{y^3}{x^3} + \frac{\pi}{2}\,\frac{x^2 - y^2}{x^2}\right),$$

$$\bar{\sigma}_{xy}^{13(m)} = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \Delta\bar{\beta}_{33}^{(m)} \left(\nu\ln\frac{\rho}{2R_0} + \frac{y^2}{\rho^2}\right).$$

Полные напряжения σ_{ij}, создаваемые всеми компонентами тензора плотности дислокаций $\bar{A}_{kl}^{(m)}\delta(S^{(m)})$, с учетом вклада всех поверхностных распределений можно записать в виде суммы

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l,m} \sigma_{ij}^{kl(m)},$$

где $\sigma_{ij}^{kl(m)} = \sum_{s,t} a_{is}^{(m)} a_{jt}^{(m)} \bar{\sigma}_{st}^{kl(m)}$ — компоненты тензора напряжений в лабораторной системе координат; $a_{is}^{(m)}$ — матрица преобразования координат при переходе от собственной системы координат к лабораторной. Следует отметить, что напряжения $\bar{\sigma}_{ij}^{kl(m)}$ в отдельности могут и не удовлетворять уравнениям равновесия $\sum_j \bar{\sigma}_{ij,j}^{kl(m)} = 0$, так как физический смысл имеют только полные напряжения [12].

В качестве приложения полученных выше результатов проведем анализ внутренних напряжений, которые могут возникнуть вблизи тройных СГК в процессе пластической деформации поликристалла. Рассмотрим три стыкующихся вдоль оси z кристаллита, как это представлено на фиг. 3 (здесь используются те же обозначения, что и на фиг. 1). Пусть под действием внешних растягивающих напряжений σ первый верхний кристаллит пластически течет путем скольжения по плоскостям, параллельным оси x и y (на фиг. 3 плоскости изображены прямыми линиями), а остальные кристаллиты остаются в упругом состоянии (для них неблагоприятен фактор Шмидта [4]). Если принять допущение, что пластическая деформация однородна, то собственная (пластическая) дисторсия первого кристаллита имеет ненулевые компоненты $\beta_{xy}^{(1)} = \beta_{yx}^{(1)} = \gamma$, где γ — величина деформации растяжения. В этом случае из предыдущих формул следует, что вблизи тройного СГК возникают упругие напряжения, эквивалентные напряжениям от двуосного диполя (с плечом R_0) клиновых дисклинаций [11]. В любой плоскости, проходящей через ось z, будут действовать одинаковые нормальные растягивающие напряжения

$$\sigma_n(\rho) = [\mu/2\pi(1-\nu)]2\gamma\ln(R_0/\rho).$$

Зарождение микротрещины в таком поле напряжений рассматривалось ранее [13], и условие зарождения микротрещины можно записать в виде

$$\gamma = \gamma_+ = 2[2\pi(1-\nu)\Gamma/\mu a]^{1/2}[\ln(4R_0/a)]^{-1},$$

где Γ — поверхностная энергия разрушения; a — параметр решетки; γ_+ — критическая степень деформации.

Если положить для оценки $[4\pi(1-\nu)/\mu a]\Gamma \sim 1$ [13], то зарождение микротрещины произойдет после критической деформации $\gamma_+ \sim \sim \sqrt{2}[\ln(4R_0/a)]^{-1}$, которая уменьшается с ростом размера кристаллитов R_0. Рассмотренное выше поведение поликристалла (течение происходит лишь в некоторых благоприятно ориентированных кристаллитах) может наблюдаться при $\sigma < \sigma_+$, т. е. когда внешние напряжения не превосходят макроскопического предела текучести σ_+. Для σ_+ имеет место зависимость Петча — Холла [4] от размера кристаллитов R_0 вида $\sigma_+ = = \sigma_0 + kR_0^{-1/2}$, где σ_0, k — некоторые материальные константы. Сравнивая зависимости для $\gamma \sim \sigma/\mu$ и γ_+, σ_+, можно видеть, что условия $\gamma = \gamma_+$ и $\sigma < \sigma_+$ могут выполняться одновременно при малых размерах кристаллитов R_0. Такой вывод хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями [2], в которых растрескивание (расслоение) начинается после того, как в ходе пластической деформации образуется фрагментированная структура с очень малым размером кристаллитов R_0.

Сказанное относилось к материалам, подвергаемым активной деформации и способным упрочняться. Рассмотрим теперь случай, когда поликристаллический материал деформируется без существенного упрочнения (режим высокотемпературной ползучести или сверхпластической деформации [4, 14]). Учитывая, что в данном случае пластически деформируются все кристаллиты, следует принимать во внимание относительную (разностную) деформацию кристаллита $\Delta\gamma$, которая определяется как разность между пластической деформацией кристаллита и пластической деформацией окружения. Предполагая степенную зависимость скорости деформации от напряжения [4, 14], запишем для скорости изменения $d\Delta\gamma/dt$ уравнение вида

$$\frac{d}{dt}\Delta\gamma = \gamma_0\left(\frac{\sigma - \varkappa\Delta\gamma}{m_1}\right)^p - \gamma_0\left(\frac{\sigma}{m_2}\right)^p,$$

где p — показатель степени; γ_0, $\varkappa$ — константы; m_1, m_2 — эффективные ориентационные факторы для рассматриваемого кристаллита и его окружения. Первый член справа имеет смысл скорости пластической деформации кристаллита с учетом стеснения окружением (т. е. обратного напряжения — $\varkappa\Delta\gamma$), второй — скорости пластической деформации окружения. Разностная пластическая деформация кристаллита $\Delta\gamma$ нарастает, если $m_1 < m_2$, т. е. если кристаллит имеет более благоприятную ориентацию относительно оси растяжения, чем окружение. Однако $\Delta\gamma$ стабилизируется стесняющим действием окружения (напряжениями — $\varkappa\Delta\gamma$). Если для оценки считать кристаллит сферическим по форме, то, следуя методу Эшелби [15], получаем для $\varkappa$

$$\varkappa = \frac{2}{9}\,\frac{(1-2\nu)}{(1-\nu)}\left(2\mu + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}\right) + \frac{4}{45}(7-5\nu)\,\mu,$$

где E — модуль Юнга. При $t \to \infty$ $\Delta\gamma \to \Delta\gamma_{max} = (1/\varkappa)(1 - m_1/m_2)\sigma$. Пусть $\Delta\gamma_{max} \gg \gamma_+$ — критической деформации для зарождения микротрещины (или поры). Тогда вплоть до достижения $\Delta\gamma$ критического значения γ_+ обратными напряжениями $-\varkappa\Delta\gamma$ можно пренебречь, и λ — отношение скорости разностной деформации $d\Delta\gamma/dt$ к скорости деформации окружения $(\sigma/m_2)^p$ — выражается формулой $\lambda = (m_2/m_1 - 1)^p$. При $\sigma = = \text{const}$ величина общей пластической деформации образца (полагаем ее равной пластической деформации окружения) до момента разрушения $\gamma_- = \gamma_+/\lambda$ и при $\gamma_+ = \text{const}$ тем больше, чем меньше λ. Большие значения γ_- возможны при больших p, если $m_2/m_1 > 2$, и при малых p, если

$1 \leqslant m_2/m_1 < 2$. Величина $1/p$ называется коэффициентом скоростной чувствительности [14], причем для сверхпластической деформации характерны большие значения как γ_-, так и $1/p$. Это согласуется с проведенным выше качественным анализом, если считать, что $1 \leqslant m_2/m_1 < 2$. Такое предположение, по-видимому, следует считать разумным, так как сверхпластическая деформация наблюдается при высоких температурах, когда развито множественное скольжение и когда разброс эффективных ориентационных факторов должен быть малым (отношение m_2/m_1 мало отличается от единицы). Это подтверждается, в частности, отсутствием текстуры при сверхпластической деформации [14].

Поступила 19 I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gardner R. N., Pallock T. C., Wilsdorf H. G. F.** Crack initiation at dislocation cell boundaries in the ductile fracture of metals.— Materials Science and Engineering, 1977, vol. 29, N 2.
2. **Иващенко Р. К., Мильман Ю. В. и др.** Анизотропия низкотемпературной пластичности и склонность деформированного молибдена к расслоению.— Проблемы прочности, 1973, № 7.
3. **Разрушение**/Под. ред. Г. Либовица. Т. 1. М.: Мир, 1974.
4. **Хоникомб Р.** Пластическая деформация металлов. М.: Металлургия, 1972.
5. **Evans A. G.** Microfracture from thermal expansion anisotropy. I.— J. Appl. Phys., 1978, vol. 26, N 12.
6. **Chaudhari P.** A dislocation cascade mechanism in superplasticity.— Metallurgical Transactions, 1974, vol. 5, N 7.
7. **Панасюк В. В., Бережницкий Л. Г., Садивский В. М.** Коэффициенты интенсивности и распределение напряжений около остроугольных упругих включений.— ДАН СССР, 1977, т. 232, № 2.
8. **Ханнанов Ш. Х.** О распределении дислокаций в пересекающихся скоплениях в кристаллах с кубической симметрией.— ФММ, 1978, т. 46, № 1.
9. **Кунин И. А.** Теория дислокаций.— Дополнение к книге: Я. Схоутен. Тензорный анализ для физиков. М.: Наука, 1965.
10. **Косевич А. М.** Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978.
11. **Де Вит Р.** Континуальная теория дисклинаций. М.: Мир, 1977.
12. **Хирт Дж., Лоте И.** Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972.
13. **Ханнанов Ш. Х.** Раскалывание кристалла дислокационной стенкой наклона.— ФТТ, 1978, т. 20, № 1.
14. **Грабский М. В.** Структурная сверхпластичность металлов. М.: Металлургия, 1975.
15. **Эшелби Дж.** Континуальная теория дислокаций. М.: ИЛ, 1963.

УДК 539.4;539.376

К ПРОБЛЕМЕ ОЦЕНКИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ НАГРУЖЕНИИ

А. М. Локощенко, С. А. Шестериков

(Москва)

Во многих исследованиях работы конструкций при переменных напряжениях в условиях длительного высокотемпературного воздействия основным вопросом является возможность оценки времени разрушения по результатам испытаний при постоянных напряжениях. В качестве самой простой и наиболее известной гипотезы обычно используется правило линейного суммирования парциальных времен, предложенное в [1] для анализа результатов испытаний при переменной температуре. Рассмотрим случай, когда напряжение в образце, равное σ_1 и действовавшее время t_1, скачком меняется на σ_2 и остается постоянным в течение t_2 вплоть до разрушения в момент времени $t^* = t_1 + t_2$. Сумму парциальных времен запишем в виде

$$A = t_1/t_1^* + t_2/t_2^*. \tag{1}$$