

УДК 539.4.015:539.37

©1995

## РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ АНТИПЛОСКОГО СДВИГА И СВЯЗАННЫХ С НЕЙ ЯВЛЕНИЙ

*Д.Н.Карпинский, С.В.Санников*

Научно-исследовательский институт механики и прикладной математики  
при Ростовском-на-Дону государственном университете

Поступила в Редакцию 6 апреля 1994 г.

В окончательной редакции 19 июля 1994 г.

Представлены результаты вычислений на ЭВМ эволюции пластической деформации у вершины трещины в кристалле. Пластическая деформация у вершины трещины обусловлена термоактивированным движением дислокаций в плоскостях активного скольжения кристалла при совместном действии внешнего сдвигового напряжения и тепловых флуктуаций. Получены распределения пластической деформации и напряжения у вершины трещины в различные моменты времени. Вычислено влияние пластической зоны на коэффициент интенсивности напряжений трещины. В расчетах учтено тепловыделение за счет пластической деформации у вершины трещины.

1. Общей чертой процессов развития макроскопических трещин является формирование перед их вершиной пластической зоны различной формы, размеры которой в пластичных материалах нередко сравнимы с длиной трещины. Однако о реальной структуре пластической зоны и законах ее эволюции в разных материалах и при разных условиях нагружения пока имеется еще недостаточно сведений, чтобы делать обобщающие выводы о законах развития процесса разрушения в различных условиях [1].

В [2] удалось в трансмиссионном электронном микроскопе непосредственно наблюдать в условиях моды III формирование трещины с пластической зоной в нержавеющей стали с разрешением отдельных дислокаций. Анализ контраста показал, что дислокации являются расщепленными винтовыми. Полное их число (свыше 300) соответствует полному взаимному смещению берегов трещины около  $90 \mu\text{m}$ , но не согласуется с теорией [3]. Это связано, по-видимому, со сложной геометрией образца — тонкой фольги переменной толщины, в которой трещина растет от тонкого края и в которой (за счет сил изображения) одноименные дислокации отталкиваются слабее, чем в массивном материале.

Другую особенность пластической зоны наблюдали в [4]: в части пластической зоны, непосредственно прилегающей к вершине трещины, дислокаций не видно (бездислокационная зона). Этот эффект свя-

зан с тем, что в непосредственной близости вершины трещины действует напряжение настолько велико, что оно не уравнивается напряжением от дислокаций в пластической зоне. Детальное исследование бездислокационной зоны у вершины трещины в массивных металлических кристаллах выполнено в [5].

Существует простое дислокационное описание трещины с пластической зоной, которое предложили Билби, Коттрелл и Суинден 30 лет назад [3] (модель БКС) и которое позволяет удобно интерпретировать экспериментальные данные по структуре пластической зоны. Модель БКС была обобщена на случай пластических зон, состоящих из нескольких скоплений дислокаций в плоскостях скольжения, наклоненных к плоскости трещины под углом  $\alpha$ . В [6] получены распределение дислокаций в скоплениях, напряжение у вершины, раскрытие вершины трещины  $\delta$  и значение  $J$ -интеграла в зависимости от угла наклона  $\alpha$  и приложенного напряжения. Аналогичная модель рассчитана в [7], в ней получено, в частности, приближенное выражение для зависимости расстояния между берегами трещины от ее длины. Найдено, что главное растягивающее напряжение на порядок больше главного сдвигового напряжения на продолжении плоскости трещины вблизи ее вершины.

Появление дислокаций противоположного знака непосредственно у вершины в модели, близкой к [3], обнаружено в [8]. Авторы [8] полагают, что эти «отрицательные» дислокации (под действием сил изображения) падают в трещину и затуляют ее.

Поведение дислокаций в пластической зоне рассмотрено в [9]. Здесь вычислены условия зарождения дислокационных петель-диполей вблизи вершины и равновесные конфигурации дислокаций в дискретном приближении.

Экранирование упругого поля трещины дислокациями, расположенными в пластической зоне в различных конфигурациях, рассмотрено в [10,11]. В простейшем случае  $2N - 1$  одноименных винтовых дислокаций, параллельных вершине поперечного сдвига (мода III) и расположенных эквидистантно на поверхности цилиндра радиусом  $r^*$ , ось которого совпадает с вершиной трещины, уменьшение коэффициента интенсивности напряжения (КИН) составляет

$$K_D = -\frac{\mu b}{\sqrt{2\pi r^*}} \frac{4N}{\pi}. \quad (1)$$

При плотности дислокаций  $\rho = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ ,  $r^* = 10^{-5} \text{ м}$ ,  $N = 1/2\rho\pi r^{*2} = 1.5 \cdot 10^4$ ,  $b = 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  и модуле сдвига  $\mu = 82 \text{ ГПа}$  имеем  $K_D = -50 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ , т.е. сравнимое с вязкостью разрушения стали при умеренной температуре. Следовательно, изменение КИН при пластической деформации связано не только с затулением трещины, но и с экранировкой дислокациями ее упругого поля.

Все упомянутые выше модели предполагают учет взаимодействия равновесных дислокационных скоплений с трещиной, в то же время представляет интерес процесс формирования пластической зоны при различных условиях нагружения. Авторам известна только одна работа [12], в которой выполнен расчет временной зависимости пласти-

ческой деформации у вершины трещины при постоянном приложенном в момент времени  $t = 0$  растягивающем напряжении. Считалось, что протекающая при этом деформация ползучести идет со скоростью  $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0(\sigma/\sigma_0)^n$ , где  $\dot{\epsilon}_0$ ,  $\sigma_0$ ,  $n$  — константы материала. Вне пластической зоны деформация упругая. Расчеты показали, что форма пластической зоны изменяется со временем подобно самой себе. Отметим, что последний результат является следствием бездислокационного описания пластической деформации.

Остановимся теперь на кратком обзоре исследований по тепловыделению в пластической зоне трещины, без которого картина эволюции пластического деформирования остается неполной. Впервые детальный расчет нагрева за счет пластической деформации у вершины трещины выполнен в [13] и затем уточнялся в [14]. В [15,16] исследовалась устойчивость докритического роста трещины с учетом разогрева его пластической зоны. Среди экспериментальных работ следует упомянуть [17], в которой авторы измерили разогрев вблизи вершины трещины, растущей в стекле. Этот разогрев достигал 3000 К, что составляет наибольшую величину из экспериментально измеренных. Детальная информация о разогреве материала полимерных образцов вблизи берегов трещины представлена в [18]. При скоростях захватов разрывной машины до 1.5 м/с обнаружен перегрев до 200 К, а ширина перегретой области материала достигала 1 мм. В этой работе сделан вывод о возможности «теплого взрыва» — самоускоряющегося лавинообразного процесса разрушения. Близкие величины разогрева у вершины движущейся трещины получены в расчете [19] при скорости роста 1 м/с. Отметим, что все перечисленные расчеты и опыты выполнены для движущихся трещин в условиях постоянных и монотонно возрастающих нагрузок. Исследования разогрева вблизи вершины трещины при циклическом нагружении (см., например, [20]) показали температурный рост пропорционально логарифму времени под нагрузкой и существенный рост температуры при высокочастотном циклическом и кратковременном интенсивном нагружении.

Таким образом, новые физические модели перестройки дислокационной структуры у вершины трещины в сильно деформированном материале позволили заметно расширить представления о механизмах зарождения и роста трещин. С другой стороны, ощущается недостаток расчетов эволюции пластической деформации, учитывающих разогрев в вершине трещины. Дальнейшему развитию этих представлений посвящена данная работа.

2. В плоскости скола (010) бесконечного кристалла с объемно центрированной кубической (ОЦК) решеткой расположена трещина длиной  $2l$  (рис. 1). К плоскостям кристалла  $y = \pm\infty$  приложено однородное напряжение сдвига  $\sigma_{yz}(t) = \sigma'_a(t)$ , монотонно возрастающее до некоторого значения  $\sigma_a$ , достаточного для пластического деформирования кристалла, но недостаточного для роста трещины.

Пластическая деформация ОЦК кристалла осуществляется путем перемещения полных дислокаций с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = 1/2\langle 111 \rangle$  вдоль плоскостей легкого скольжения  $\{110\}$ . Плоскости  $\{110\}$ , пересекаясь с плоскостью  $0xz$ , образуют на ней два семейства линий скольжения  $\xi_j$  ( $j = 1, 2$ ). В кристалле равномерно распределены источники

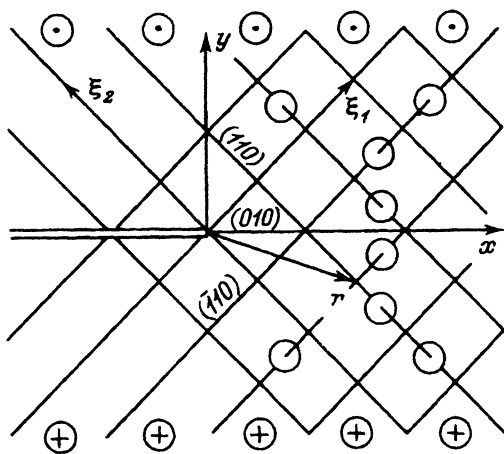


Рис. 1. Кристаллографическая схема трещины и плоскостей легкого скольжения в ОЦК кристалле в условиях антиплоского сдвига.

дислокаций, испускающие прямоугольные петли, лежащие в плоскостях легкого скольжения. В дальнейшем будут учитываться только отрезки петель, перпендикулярные плоскости  $Oxy$ , и винтовые компоненты их векторов Бюргера  $b_z = be_z$ . Последнее упрощение связано с видом приложенной нагрузки, действующей только на указанные компоненты дислокаций. За счет концентрации у вершин трещины напряжения, релаксирующего путем пластической деформации [21], в этой области достигаются значительные плотности эффективных дислокаций (избыточных дислокаций одного знака среди дислокаций с параллельными векторами Бюргера) и, следовательно, возникает внутреннее (не исчезающее при снятии внешней нагрузки  $\sigma'_a(t)$ ) упругое поле, существенно влияющее на эволюцию пластической деформации [22].

Предположим, что пластические зоны, образующиеся в кристалле, имеют в плоскости  $Oxy$  линейные размеры настолько малые по сравнению с  $l$ , что правомерно описание пластического деформирования кристалла у отдельной вершины трещины как у вершины полубесконечной трещины.

Скорость пластического деформирования в кристалле определяется скольжением дислокаций вдоль  $\xi_j$  ( $j = 1, 2$ ) с термически активированным преодолением энергетических барьеров [23] и в плоскостях легкого скольжения у вершины трещины равна

$$\frac{d\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)}{dt} = \dot{\varepsilon}_0 \exp \left\{ - \frac{U_0 \left\{ 1 - [\sigma_e^j(\mathbf{r}, t)/\tau_0]^{1/2} \right\}}{kT(\mathbf{r}, t)} \right\} \text{sign } \sigma_e^j(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где  $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ ,  $x, y$  — координаты точки плоскости в декартовой системе координат  $Oxy$ ,  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  — единичные векторы, задающие положительные направления осей  $Ox, Oy$ , а  $\dot{\varepsilon}_0, \tau_0, U_0, k, T$  — постоянные ( $U_0$  — энергия активации,  $k$  — постоянная Больцмана)

$$\sigma'_e(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} \sigma^j(\mathbf{r}, t) - \sigma_s(\mathbf{r}, t) \text{sign } \sigma^j(\mathbf{r}, t), & \text{если } |\sigma^j(\mathbf{r}, t)| > |\sigma_s(\mathbf{r}, t)| \\ 0, & \text{если } |\sigma^j(\mathbf{r}, t)| < |\sigma_s(\mathbf{r}, t)| \end{cases} \quad (3)$$

— эффективное касательное напряжение в плоскостях легкого скольжения. В (3)

$$\sigma^j(\mathbf{r}, t) = \sigma_j^c(\mathbf{r}, t) + \sigma^l(\mathbf{r}, t) \quad (4)$$

— сдвиговое напряжение, характеризующее упругое поле в плоскостях легкого скольжения вблизи вершины трещины, а

$$\sigma_s(\mathbf{r}, t) = \sigma_0 + \sigma_f(\mathbf{r}, t) \quad (5)$$

— напряжение, препятствующее пластическому сдвигу за счет трения решетки ( $\sigma_0$ ) и локального упрочнения материала ( $\sigma_f$ ).

В (4)  $\sigma_j^c$  — внешнее для кристалла (исчезающее вместе с  $\sigma_a'(t)$ ) поле напряжения антиплоского сдвига для выбранной системы скольжения, определяющееся формулой Вестергарда [24] для упругого поля у вершины трещины

$$\sigma_j^c(\mathbf{r}, t) = K^c(t)(2\pi r)^{-1/2}\theta_j(\vartheta), \quad (6)$$

в которую при  $r < R_g$  вместо  $r^{-1/2}$  подставляется  $(R_g^2 - r^2)/4R_g^{5/2} + R_g^{-1/2}$ . Это обеспечивает конечность напряжений в вершине трещины и гладкость  $\sigma_j^c(\mathbf{r}, t)$  при  $r = R_g$ . В (4) величина

$$\sigma^l(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^2 \int_{D_k} \sigma^k(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \rho_k(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' \quad (7)$$

— поле напряжений, создаваемое у вершины трещины дислокациями пластической зоны,  $D_k$  — часть пластической зоны, образовавшейся в верхней полуплоскости ( $y > 0$ ) в результате скольжения дислокаций вдоль  $\xi_k$ . Для вычисления  $\sigma_f$  в (5) используется соотношение

$$\sigma_f(r, t) = \sigma_1 \left[ \sum_{j=1}^2 |\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)| \right]^m \quad (8)$$

( $\sigma_1$  и  $m$  — постоянные), являющееся обобщением эмпирического  $\sigma_f = \sigma_1 \varepsilon^m$  [23]. В (6)  $K^c(t) = \sigma_a'(t)\sqrt{\pi l}$  — КИН Ирвина, а  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r, \vartheta)$  — полярные координаты (рис. 1). В (7)  $\sigma^k(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  — сдвиговое напряжение в плоскостях легкого скольжения в бесконечной упругой среде с полубесконечным разрезом, содержащей пару винтовых дислокаций, симметрично расположенных относительно оси  $0x$  и отстоящих от вершины разреза на расстоянии  $r'$ ,

$$\sigma^k(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = - [Z_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + (-1)^k Z_y(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] / \sqrt{2},$$

где

$$Z_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + iZ_y(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\mu b}{2\pi} \left[ \sqrt{\frac{z'}{z}} \frac{1}{z - z'} + \sqrt{\frac{z'}{z}} \frac{1}{z - z'} \right],$$

$$z = x + iy, \quad z' = x' + iy',$$

а величина

$$\Delta\rho_k(\mathbf{r}', t) = -\frac{1}{b_z} \frac{d}{d\varepsilon_k} \varepsilon^k(\mathbf{r}', t) \quad (9)$$

— плотность в точке  $\mathbf{r}'$  эффективных дислокаций с вектором Бюргера  $b\varepsilon_z$  [25]. Рассмотрим теперь процесс тепловыделения в пластической зоне у вершины трещины.

Температурное поле в (2) в верхней полуплоскости (рис. 1) в момент времени  $t$  определяется по формуле [26]

$$\begin{aligned} T(x, y, t) = & \int_0^\infty dy_1 \int_{-\infty}^\infty T_0(x_1, y_1) G_2(x, y, x_1, y_1, t) dx_1 - \\ & - a^2 \int_0^\infty d\tau \int_{-\infty}^\infty \Phi(x_1, \tau) G_2(x, y, x_1, y_1 = 0, t - \tau) dx_1 + \\ & + \int_0^\infty d\tau \int_0^\infty dy_1 \int_{-\infty}^\infty F(x_1, y_1, \tau) G_2(x, y, x_1, y_1, t - \tau) dx_1 \end{aligned} \quad (10)$$

как классическое решение задачи теплопроводности

$$\begin{aligned} T_i &= a^2 \Delta T + F(x, y, t), \quad -\infty < x < \infty, \\ T_y|_{y=0} &= \Phi(x, t), \quad 0 < y < \infty, \\ T|_{z=0} &= T_0(x, y), \quad 0 < t < \infty. \end{aligned} \quad (11)$$

В (10), (11)

$$G_2(x, y, x_1, y_1, t) = G(x, y, x_1, y_1, t) + G(x, y, x_1, -y_1, t),$$

$$G(x, y, x_1, y_1, t) = \frac{1}{4\pi\lambda t} \exp \left\{ -\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{4a^2 t} \right\},$$

$a^2 = \lambda/\rho C$  — температуропроводность кристалла,  $\lambda$  — теплопроводность,  $\rho$  — плотность и  $C$  — теплоемкость. В нашей задаче

$F(x, y, t) = \frac{1}{\rho C} \sum_{j=1}^2 \sigma_e^j(x, y, t) \dot{\varepsilon}^j(x, y, t)$ , а используя симметрию задачи относительно  $y = 0$ , получим граничное условие  $\Phi(x, \tau) = 0$ . При численной реализации расчета (10) величины  $T(x_1, y_1, t)$  и  $F(x_1, y_1, t)$  полагались постоянными на каждом шаге по времени в квадратных ячейках плоскости  $0xy$ , центры которых являются узлами координатной сетки, а сторона равна шагу сетки  $h$ . В этом случае искомая температура  $T(x, y, t)$  выражается через аналитически определяемые интегралы

$$I_1 = I_1^+ + I_1^-, \quad I_2 = I_2^+ + I_2^-, \quad I_1^\pm = \int_{\Omega} G(x, y, x'_1, \pm y'_1, t) dx'_1 dy'_1, \quad I_2^\pm = \int_{\Omega} I_3^\pm dx'_1 dy'_1,$$

$$I_3^\pm = \int_0^t G(x, y, x'_1, \pm y'_1, t - \tau) d\tau = \frac{1}{4\pi\lambda} \left[ \mp Ei \left( -\frac{(x - x'_1)^2 + (y \mp y'_1)^2}{4a^2 t} \right) \right],$$

где  $\Omega = h^2$  — площадь ячейки вычислительной сетки,  $Ei(-X)$  — интегральная показательная функция. Заменим  $Ei(-X)$  ее асимптотикой при  $X \ll 1$   $Ei(-X) = -\ln X - \gamma$ , где  $\gamma = 0.5772 \dots$  — постоянная Эйлера. Тогда получим

$$I_2^+ \simeq 4a^2 t \left[ (3 - \gamma)uv - uv \ln(u^2 + v^2) - \frac{3u^2 + v^2}{4} \left( \operatorname{arctg} \frac{u}{v} + \operatorname{arctg} \frac{u}{v} \right) - \frac{u^2 + 3v^2}{4} \left( \operatorname{arctg} \frac{u}{v} + \operatorname{arctg} \frac{u}{v} \right) \right] \Big|_{\substack{u = u_2 \\ u = u_1}} \Big|_{\substack{v = v_2 \\ v = v_1}}, \quad (12)$$

где  $u_1 = (x - (x_1 - \frac{h}{2})) / \beta$ ,  $u_2 = (x - (x_1 + \frac{h}{2})) / \beta$ ,  $v_1 = (y - (\pm y_1 - \frac{h}{2})) / \beta$ ,  $v_2 = (y - (\pm y_1 + \frac{h}{2})) / \beta$ ,  $\beta^2 = 4a^2 t$ , а также  $I_1 \simeq h^2 / 2\pi a^2 t$ .

Уравнения (2)–(12) образуют систему, из которой при начальных

$$\varepsilon^j(\mathbf{r}, t = 0) = 0, \quad \sigma'_a(t = 0) = 0, \quad T(\mathbf{r}, t = 0) = T_0 \quad (13)$$

и граничных

$$\sigma_e^j(\mathbf{r}, t) = (x \leq 0, y = 0, t) = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y}(y = 0, t) = 0 \quad (14)$$

условия определяются  $\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)$ ,  $\sigma^j(\mathbf{r}, t)$ ,  $T(\mathbf{r}, t)$ .

Интегрирование в (7), дифференцирование в (9) и интегрирование дифференциального уравнения (2) выполняются численно. Интегралы в (7) вычисляются по правилу прямоугольников, для вычисления производных в (9) используется их представление центральными конечными разностями, дифференциальное уравнение (2) интегрируется по явной разностной схеме Эйлера

$$\varepsilon^j(\mathbf{r}, t_i) = \Delta t_{i-1} \dot{\varepsilon}_0 \exp \left\{ -\frac{U_0 \{1 - [\sigma_e^j(\mathbf{r}, t_{j-1}) / \tau_0]^{1/2}\}}{kT(\mathbf{r}, t_{i-1})} \right\} \times \\ \times \operatorname{sign} \sigma_e^j(\mathbf{r}, t_{i-1}) + \varepsilon^j(\mathbf{r}, t_{i-1}) \quad (15)$$

( $t_i = t_{i-1} + \Delta t_{i-1}$ ) с изменяющимися в зависимости от вычислительной ситуации шагом интегрирования  $\Delta t_i$ . Автоматический выбор шага по времени учитывал ограничение на максимальную скорость деформации в (2)  $\max |\dot{\varepsilon}^j(\mathbf{r}, t)| \leq 0.1 \text{ s}^{-1}$ . При этом ограничении остается справедливой формула (2), которая предполагает термоактивированный механизм движения дислокаций.

Принимая во внимание (10)–(13), получим дискретный аналог (10)

$$T(\mathbf{r}, t_i) = T_0 + h^2 / (2\pi a^2 \Delta t_{i-1}) \sum_{x_1, y_1} [T(\mathbf{r}, t_{i-1}) - T_0] + \\ + \frac{1}{4\pi a^2} \sum_{x_1, y_1} F(x_1, y_1, t_{i-1}) I_2(x, y, x_1, y_1, t_i). \quad (16)$$

3. Будем предполагать, что для КИН трещины имеет место представление [11]

$$K(t) = K^c(t) + K^p(t), \quad (17)$$

где  $K^c(t)$  — слагаемое КИН трещины, не учитывающее влияния на нее пластической деформации, а  $K^p(t)$  — определяющееся исключительно этим влиянием.

$$K^p(t) = \sum_{k=1}^2 \int_{D_k} \hat{K}^p(z'_k) \Delta \rho_k(z', t) dz'. \quad (18)$$

Вклад в  $K^p(t)$  пары дислокации, расположенных в точках  $z' = x' + iy'$  и  $z' = x' - iy'$  комплексной плоскости, вычисляется в соответствии с [27] по формуле

$$\hat{K}^p(z') = -\sqrt{2/\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{-\hat{\sigma}^k(\xi, z')}{\sqrt{-\xi}} d\xi, \quad (19)$$

где  $\hat{\sigma}^k(\xi, z')$  — напряжения антиплоского сдвига, создаваемые на месте расположения трещины парой винтовых дислокаций, расположенных в точках  $z'$  и  $\bar{z}'$ .

$$\hat{\sigma}^k(\xi, z') = \frac{\mu b}{2\pi} \left[ \frac{1}{\xi - z'} + \frac{1}{\xi - \bar{z}'} \right].$$

Выполнение интегрирования в (19) дает

$$\hat{K}^p(z', \beta_k) = -\frac{\mu b}{\sqrt{2\pi}} \left[ \frac{1}{\sqrt{z'}} + \frac{1}{\sqrt{\bar{z}'}} \right]. \quad (20)$$

4. Расчеты выполнены для кристалла  $\alpha$ -Fe при следующих значениях постоянных:  $2l = 1 \text{ mm}$ ,  $R_g = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $h = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $\dot{\epsilon}_0 = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ,  $u_0 = 0.9 \text{ eV}$ ,  $\tau_0 = 330 \text{ MPa}$  [28],  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $\sigma_0 = 18 \text{ MPa}$ ,  $b = 2.47 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$ ,  $\sigma_1 = 2 \text{ GPa}$ ,  $\mu = 60 \text{ GPa}$  [29],  $\nu = 0.3$ ,  $a^2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\lambda = 78.2 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ ,  $\rho = 7870 \text{ kg/m}^3$ ,  $C = 4567 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ .

Скорость нагружения кристалла выбиралась так, чтобы максимальная скорость деформации в пластической зоне была равна  $0.1 \text{ s}^{-1}$ . После достижения внешней нагрузкой  $\sigma'_\alpha(t)$  своего верхнего предела  $\sigma_\alpha = 1.4 \text{ MPa}$  в дальнейшем она оставалась постоянной. Расчет показал, что в эволюции  $\epsilon^j(\mathbf{r}, t)$  можно выделить два этапа. На первом этапе (при  $0 \leq t \leq 1 \text{ s}$ ) пластическая зона постепенно подрастает, ее форма меняется подобно самой себе, распределение  $\epsilon^j(\mathbf{r}, t)$  в пластической зоне в основном повторяет распределение  $\sigma_j^c(\mathbf{r}, t)$  (рис. 2,3). На втором этапе (при  $t > 1 \text{ s}$ ) происходит существенное изменение формы пластической зоны и перераспределение  $\epsilon^j(\mathbf{r}, t)$  в ней, обусловленное влиянием дислокационной структуры кристалла. Отмечены значительные качественные расхождения в распределении  $\sigma^j(\mathbf{r}, t)$  и  $\sigma_j^c(\mathbf{r}, t)$ , которые углубляются в процессе развития пластической деформации. На рис. 4



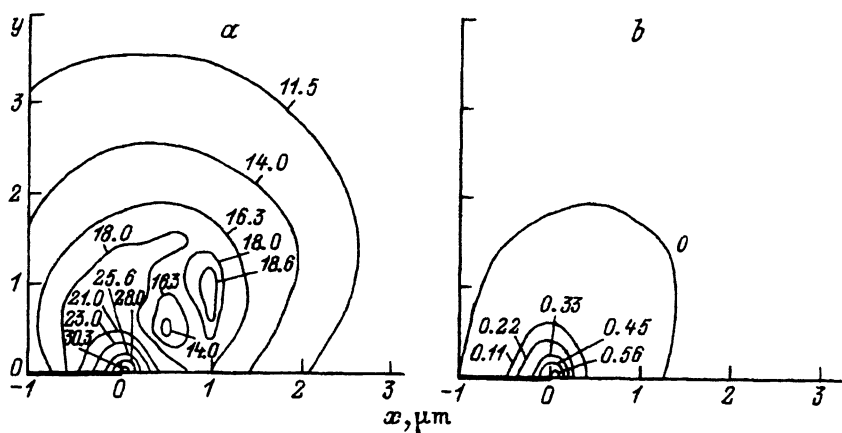


Рис. 2. Распределение антиплоских сдвиговых напряжений (а) и деформации (б) у вершины трещины на плоскостях (110) в момент времени  $t = 0.85$  s. Трещина расположена вдоль отрицательной полуоси  $Ox$ , величины напряжения указаны в МПа, деформации — в процентах.

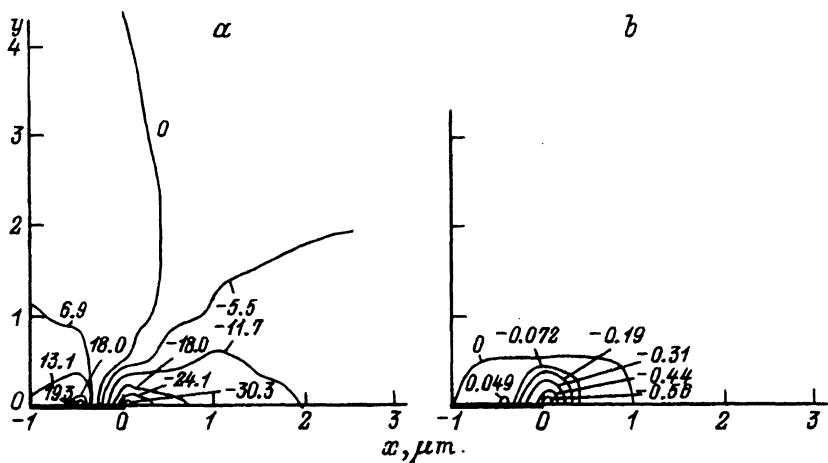


Рис. 3. Распределение антиплоских сдвиговых напряжений (а) и деформаций (б) у вершины трещины на плоскостях (110) в момент времени  $t = 0.85$  s. Числовые значения у кривых в тех же единицах, что и на рис. 2.

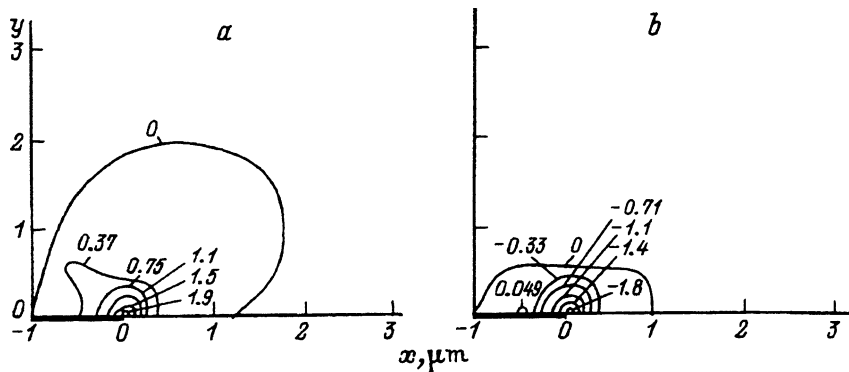


Рис. 4. Распределение антиплоской сдвиговой деформации (в %) у вершины трещины на плоскостях  $(\bar{1}10)$  (a) и  $(110)$  (b) в момент времени  $t = 15.1$  с.

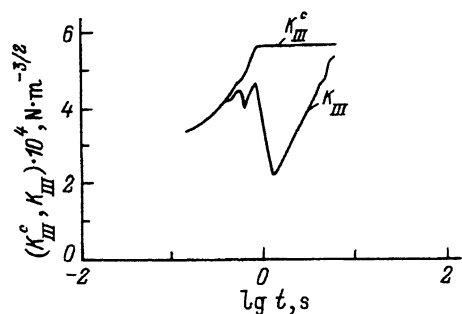


Рис. 5. Временные зависимости КИН «голой» трещины  $K_{III}^c(t)$  и  $K_{III}(t)$ , вычисленного с учетом пластической зоны у ее вершины при антиплоском сдвиговом нагружении.

показаны равновесные распределения сдвиговой деформации у вершины трещины после окончания процесса релаксации напряжения. При выбранных условиях нагружения, тепловых и механических свойствах кристалла влияние разогрева в пластической зоне трещины на эволюцию деформации ничтожно мало.

Расчет показал отставание  $K(t)$  по величине от  $K^c(t)$ , существенно немонотонный характер эволюции  $K(t)$  и наличие тенденции к уменьшению этой величины в процессе пластического деформирования у вершины трещины (рис. 5).

Таким образом, выполненные в работе вычисления дали следующие основные результаты.

1) Эволюция упругого поля кристалла за счет изменения его дислокационной структуры вблизи вершины трещины существенно влияет на эволюцию пластической деформации в этой области. В условиях нагружения кристалла  $\alpha$ -Fe при комнатной температуре со скоростью, обеспечивающей термоактивированный механизм движения дислокаций в нем, влиянием разогрева в вершине трещины на эволюцию пластической деформации можно пренебречь.

2) Пластическая деформация у вершины трещины в кристалле существенно влияет на КИН «голой» трещины. Обнаружена немонотонная зависимость от времени КИН трещины, «одетой в дислокационную шубу» [10,11].

- [1] Карпинский Д.Н., Орлов А.Н. // Эволюция дефектной структуры кристаллов: Моделирование на ЭВМ. Л., 1984. С. 34-54.
- [2] Kobayashi S., Ohr S.M. // Phil. Mag. A. 1980. V. 42. P. 763-772.
- [3] Bilby B.A., Cottrell A.N., Swinden K.H. // Proc. Roy. Soc. A. 1963. V. 272. P. 304-310.
- [4] Chang S.J., Ohr S.M. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 7174-7181.
- [5] Ha K.F., Xu Y.B., Wang X.H., An Z.Z. // Acta Met. Mater. 1990. V. 32. N 9. P. 1643-1651.
- [6] Vitek V. // J. Mech. Phys. Sol. 1976. V. 24. P. 263-272.
- [7] Riedel H. // J. Mech. Phys. Sol. 1976. V. 24. P. 277-289.
- [8] Lung C.W., Xiong L.J. // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. V. 77. P. 81-90.
- [9] Weertman J. // Phil. Mag. A. 1981. V. 43. N 5. P. 1103-1123.
- [10] Magumdar B.S., Burns S.J. // Acta. Met. 1981. V. 29. P. 579-589.
- [11] Thompson R.M., Sinclair J.E. // Acta Met. 1982. V. 30. P. 1325-1336.
- [12] Bassani J.L., McClintock F.A. // Int. J. Sol. Struct. 1981. V. 17. P. 479-490.
- [13] Райс Дж., Леви Н. // Физика прочности и пластичности. М., 1972. С. 241-258.
- [14] Друинский Е.И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 217-219.
- [15] Карпинский Д.Н., Владимиров В.И., Орлов А.Н. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 10. С. 2979-2984.
- [16] Друинский Е.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3197-3205.
- [17] Weichert R., Shonert K. // J. Mech. Phys. Sol. 1978. V. 26. P. 151-161.
- [18] Егоров Е.А., Жиженков В.В., Безладнов С.Н., Соколов И.А., Томашевский Э.Е. // Высокомолекулярные соединения. 1980. Т. XXII. № 3, С. 582-588.
- [19] Michel B., Grundemann H. // Cryst. Res. Technol. 1983. V. 18. N 5. P. 609-613.
- [20] Loos P.J., Brotzen F.R. // Met. Trans. A. 1983. V. 14. P. 1409-1419.
- [21] Витвицкий П.И., Панасюк В.В., Ярема С.Я. // Пробл. прочности. 1973. № 2. С. 3-10.
- [22] Владимиров В.И., Карпинский Д.Н., Орлов А.Н., Санников С.В. // Пробл. прочности. 1983. № 12. С. 36-41.
- [23] Карпинский Д.Н., Санников С.В. // ПМТФ. 1986. № 2. С. 160-164.
- [24] Westergard H.M. // J. Appl. Mech. 1939. V. 6. N 2. P. 220-229.
- [25] Kroner E. *Kontinuumtheorie der Versetzungen und Eigenspannungen*. Berlin: Springer-Verlag. 1958. 198 s.
- [26] Будаков Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н. Сборник задач по математической физике. М.: Наука, 1972, 687 с.
- [27] Райс Дж. // Разрушение. М., 1975. Т. 2.
- [28] Spitzig W.A. // Acta. Met. 1970. V. 18. P. 1275-1282.
- [29] Авербах Б.Л. // Разрушение. М., 1973. Т. 1.