

36. Лебедев А. А., Чаусов Н. Г., Евецкий Ю. Л. Определение параметров поврежденности пластичных материалов на стадии разупрочнения // Пробл. прочност. — 1989. — № 9.
37. Perzyna P., Nowak Z. Evolution equation for void fraction parameter in necking region // Arch. Mech. — 1987. — V. 39, N 1—2.
38. Пежина П. Моделирование закритического поведения при разрушении диссипативного твердого тела // Тр. Америк. о-ва приж.-мех. Теорет. основы приж. расчетов. — 1984. — Т. 106, № 4.
39. Наймарк О. Б. О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микротрещинами. — Свердловск, 1982. — (Препр./АН СССР, Урал. отд-ние, Ин-т механики сплошных сред; № 22).
40. Наймарк О. Б. О порообразовании, уравнениях состояния и устойчивости сверхпластического деформирования материалов // ПМТФ. — 1985. — № 4.
41. Баренблатт Г. И., Ботвина Л. Р. Методы подобия в механике и физике разрушения // Физико-химическая механика материалов. — 1986. — № 1.
42. Баренблатт Г. И. О распространении шейки при растяжении полимерных образцов // ПММ. — 1964. — Т. 28, № 6.
43. Баренблатт Г. И. Изотермическое распространение шейки в полимерах // Изв. АН СССР. МТТ. — 1972. — № 6.
44. Гришаев С. Н., Наймарк О. Б. Исследование пластического разрыхления и кинетики разрушения металлов // Структурно-механическое исследование материалов и конструкций. — Свердловск: УНЦ АН СССР, 1984.
45. Ландау Л. Д., Халатников И. М. Об аномальном поглощении звука вблизи точек фазового перехода второго рода // ДАН СССР. — 1954. — Т. 96, № 3.
46. Наймарк О. Б., Давыдова М. М., Постных А. М. О деформировании и разрушении гетерогенных материалов с микротрещинами // Механика композит. материалов. — 1984. — № 2.
47. Пресняков А. А., Мофа Н. Н. Локализация деформации алюминия и некоторых его сплавов при растяжении // Изв. АН СССР. Металлы. — 1981. — № 2.
48. Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Ю. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. — М.: Наука, 1976.
49. Годунов С. К., Демчук А. Ф., Козин Н. С., Мали В. И. Интерполяционные формулы зависимости максвелловской вязкости некоторых металлов от интенсивности касательных напряжений и температур // ПМТФ. — 1974. — № 4.
50. Алюминий: свойства и физическое металловедение/Под ред. Дж. Е. Хэтча. — М.: Металлургия, 1989.
51. Курлаев А. Р., Сидорин Ю. В. Скачки деформации при ползучести // ДАН СССР. — 1990. — Т. 311, № 3.
52. Naimark O. B., Silberschmidt V. V., Ladygin O. V. Anomalies of plasticity: non-linear effects and conditions of stable deformation // Int. Conf. Non-Linear Phen. Phys. Mech. Solids. Abstr., 1990.
53. Хаген Г. Спирететика. — М.: Мир, 1980.

г. Пермь

Поступила 25/XI 1991 г.,
в окончательном варианте —
20/IV 1992 г.

УДК 539.4.015 : 539.37

Д. Н. Карпинский, С. В. Санников

РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ И СВЯЗАННЫЕ С НЕЙ ЯВЛЕНИЯ

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 растягивающего напряжения и тепловых флуктуаций. Получены распределения пластической деформации и напряжения у вершины трещины в различные моменты времени. Вычислено влияние пластической зоны на коэффициент интенсивности напряжения (КИН) трещины.

1. Введение. В последние годы в исследованиях по механике разрушения все чаще обращаются к микроскопическим моделям процессов, протекающих в окрестности трещины. Для их описания предложены но-

© Д. Н. Карпинский, С. В. Санников, 1993

вые концепции (J -интеграл, тонкая структура пластической зоны, включающая бездислокационную зону, и др.), а прямые электронно-микроскопические наблюдения дефектной структуры материала вблизи вершины трещины позволяют, в свою очередь, уточнять представления механики разрушения и физическую природу констант, которыми они оперируют.

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].

Экспериментальные результаты. В [2] удалось в трансмиссионном электронном микроскопе непосредственно наблюдать в условиях III моды 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 мкм, 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 связан с тем, что в непосредственной близости вершины трещины действующее 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].

Некоторые физические модели. Поскольку существует простое дислокационное описание трещины с пластической зоной, предложенное в [3] (модель БКС) и позволяющее удобно интерпретировать экспериментальные данные по структуре пластической зоны, остановимся на этой модели. В ней поле напряжений плоской трещины длины $2l$ под напряжением σ описывается распределением раскалывающих дислокаций на отрезке $(-l, l)$. В пластической зоне $(-a, -l)$, (l, a) распределены реальные дислокации. На раскалывающие дислокации действует внешнее напряжение σ , на дислокации в пластической зоне — напряжение $\sigma - \sigma_0$ (σ_0 — напряжение трения решетки). Условие равновесия сводится к интегральному уравнению для функции распределения $\rho(x)$ дислокаций

$$(1.1) \quad \frac{\mu b}{2\pi} \int_0^a \frac{\rho(x') dx'}{x-x'} = \sigma(x) - \sigma_0,$$

из решения которого, в частности, следует соотношение

$$(1.2) \quad \frac{l}{a} = \cos \frac{\pi}{2} \frac{\sigma}{\sigma_0}$$

(μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса), определяющее размер пластической зоны при заданной длине трещины l , а также выражение для взаимного смещения берегов трещины φ , которое равно суммарному вектору Бюргерса всех n дислокаций в скоплении на $(+0, l)$:

$$\varphi = b \int_0^l \rho(x') dx' = \frac{4\sigma_0 l}{\pi \mu} \ln \frac{a}{l}.$$

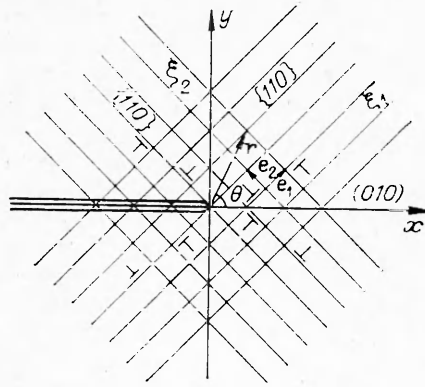


Рис. 1

Модель БКС была обобщена на случай пластических зон, состоящих из нескольких скоплений дислокаций в плоскостях скольжения, наклоненных к плоскости трещины под углом α . В [6] получены распределение дислокаций в скоплениях, напряжение у вершины, раскрытие вершины трещины δ и значение J -интеграла в зависимости от угла наклона α и приложенного напряжения. Аналогичная модель рассчитана в [7], где получено, в частности, приближенное выражение для зависимости расстояния Δu между берегами трещины в точке $x = l$ от длины трещины l :

$$\Delta u - \delta \approx (l - x) [\ln(l - x)]^\gamma, \quad \gamma \geq 1,$$

а также 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) сваливаются в трещину и затупляют ее.

Поведение дислокаций в пластической зоне рассмотрено в [9]. Здесь вычислены условия зарождения дислокационных петель-диполей вблизи вершины в 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 трещины поперечного сдвига (мода III) и расположенных эквидистантно на поверхности цилиндра радиуса r^* , ось которого совпадает с вершиной трещины, уменьшение коэффициента интенсивности напряжений составляет

$$(1.3) \quad K_D = - \frac{\mu b}{\sqrt{2\pi r^*}} \frac{4N}{\pi}.$$

При плотности дислокаций $\rho = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $N \approx 10^4$ имеем $K_D = -50 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$, что сравнимо с вязкостью разрушения стали при умеренной температуре. Следовательно, повышение K_c при пластической деформации связано не только с затуплением трещины, но и с экранировкой дислокациями ее упругого поля.

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. Дальнейшему развитию этих представлений посвящена данная работа.

2. Дислокационная модель пластического деформирования у вершины неподвижной плоской трещины в ОЦК кристалле. Метод расчета эволюции пластической деформации. В плоскости скола (010) бесконечного кристалла, имеющего объемно-центрированную кубическую решетку, расположена трещина (рис. 1). К плоскостям кристалла $y = \pm \infty$ приложено однородное напряжение $\sigma_{yy}(t) = \sigma_a'(t)$, монотонно возрастающее до значения σ_a , достаточного для пластического деформирования кристалла, но недостаточного для роста трещины.

Пластическая деформация кристалла является деформацией чистого сдвига вдоль плоскостей легкого скольжения $\{110\}$. Плоскости $\{110\}$, пересекаясь с плоскостью xu , образуют на ней два семейства линий сколь-

жения ξ_j ($j = 1, 2$). Положительные направления на линиях задают единичные векторы e_j , составляющие с осью x углы $\xi_j = (\pi/2)j - \pi/4$. Для кристалла справедлив критерий пластичности Сен-Венана с поправкой на локальное упрочнение материала. В кристалле равномерно по xy распределены источники прямолинейных перпендикулярных плоскости xy дислокаций, испускающие краевые дислокации с векторами Бюргерса $\pm be_j$.

За счет концентрации у вершин трещины напряжения, релаксирующего путем пластической деформации [12], в этой области достигаются значительные плотности эффективных дислокаций (избыточных дислокаций одного знака среди дислокаций с параллельными векторами Бюргерса) и, следовательно, возникает внутреннее (не исчезающее при снятии внешней нагрузки $\sigma'_a(t)$) упругое поле, существенно влияющее на эволюцию пластической деформации.

Пластические зоны, образуемые в кристалле, непосредственно примыкают к вершинам трещины и имеют в плоскости xy линейные размеры, настолько малые по сравнению с l , что правомерно описание пластического деформирования кристалла у отдельной вершины трещины как пластического деформирования у вершины полубесконечной трещины.

Скорость пластического деформирования в кристалле определяется скольжением дислокаций вдоль ξ_j ($j = 1, 2$) с термически активированным преодолением энергетических барьеров [13] и на площадке с нормалью n_j ($n_1 = e_2$, $n_2 = -e_1$) у вершины трещины имеет вид

$$(2.1) \quad \frac{d\sigma^j(\mathbf{r}, t)}{dt} = \dot{\varepsilon}_0 \exp \left\{ -\frac{U_0 \langle 1 - [\sigma^j(\mathbf{r}, t)/\tau_0]^{1/2} \rangle}{KT} \right\} \text{sign } \sigma^j(\mathbf{r}, t),$$

где $\mathbf{r} = xe_x + ye_y$; (x, y) — координаты точки плоскости в декартовой прямоугольной системе координат xy ; e_x и e_y — единичные векторы, задающие положительное направление осей системы координат xy ; $\dot{\varepsilon}_0$, τ_0 , U_0 , K , T — постоянные (U_0 — энергия активации, K — постоянная Больцмана, T — температура);

$$(2.2) \quad \sigma^j(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} \sigma^j(\mathbf{r}, t) - \sigma_s(\mathbf{r}, t) \text{sign } \sigma^j(\mathbf{r}, t), & \text{если } |\sigma^j(\mathbf{r}, t)| > |\sigma_s(\mathbf{r}, t)|, \\ 0, & \text{если } |\sigma^j(\mathbf{r}, t)| \leq |\sigma_s(\mathbf{r}, t)| \end{cases}$$

— эффективное касательное напряжение на площадке с нормалью n_j . В (2.2) $\sigma^j(\mathbf{r}, t)$ — сдвиговое напряжение, определяющееся компонентами тензора напряжений

$$(2.3) \quad \sigma(\mathbf{r}, t) = \sigma^c(\mathbf{r}, t) + \sigma^f(\mathbf{r}, t),$$

характеризующего упругое поле вблизи вершины трещины, а

$$(2.4) \quad \sigma_s(\mathbf{r}, t) = \sigma_0 + \sigma_f(\mathbf{r}, t)$$

— напряжение, препятствующее пластическому сдвигу за счет трения решетки σ_0 и локального упрочнения материала σ_f . В (2.3)

$$(2.5) \quad \sigma^c(\mathbf{r}, t) = K^c(t) (2\pi r)^{-1/2} \Theta(\theta)$$

— внешнее для кристалла (исчезающее вместе с $\sigma'_a(t)$) поле напряжений, определяющееся соответствующими варианту нагружения формулами Вестергарда [14] для линейной асимптотики упругого поля у вершины трещины, а

$$(2.6) \quad \sigma^f(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^2 \int_{D_k} \sigma^k(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \rho_k(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}'$$

— поле напряжений, создаваемое у вершины трещины дислокациями пластической зоны. Для вычисления σ_f в (2.4) используется соотношение

$$(2.7) \quad \sigma_f(\mathbf{r}, t) = \sigma_1 \left[\sum_{j=1}^2 |\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)| \right]^m$$

(σ_1 и m — постоянные), являющееся обобщением эмпирического $\sigma_f = \sigma_1 e^m$ [13]. В (2.5) $K^c(t) = \sigma'_a(t) \sqrt{\pi l}$ — КИН Ирвина, а (r, θ) — полярные координаты (см. рис. 1). В (2.6) $\sigma^k(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — тензор напряжения краевой дислокации кристалла, пересекающей плоскость xu в точке \mathbf{r}' , имеющей вектор Бюргера $b\mathbf{e}_k$ и связанной с разрывом перемещений на лежащей за точкой \mathbf{r}' части $\xi_k(\mathbf{r}')$, а

$$(2.8) \quad \Delta \rho_k(\mathbf{r}', t) = -\frac{1}{b} \frac{d}{d\xi_k} \varepsilon^k(\mathbf{r}', t)$$

— плотность в точке \mathbf{r}' эффективных дислокаций с вектором Бюргера $b\mathbf{e}_k$ [15]. Расчет $\sigma^k(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, как и $\sigma^c(\mathbf{r}, t)$, производится в рамках линейной теории и отвечает модели хрупкой трещины Инглиса — Гриффитса — Ирвина.

Уравнения (1.1)–(1.8) образуют систему, из которой при начальном

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

и граничном

$$\sigma_{xy}, \sigma_{yy}(x \leq 0, y = 0, t) = 0$$

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

Интегрирование в (2.6), дифференцирование в (2.8) и интегрирование дифференциального уравнения (1.1) выполняются численно. Интегралы в (2.6) вычисляются по правилу прямоугольников, для вычисления производных в (2.8) используется их простейшее представление центральными конечными разностями, дифференциальное уравнение (1.1) интегрируется по явной разностной схеме Эйлера

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

($t_i = t_{i-1} + \Delta t_{i-1}$) с изменяющимся в зависимости от вычислительной ситуации шагом интегрирования Δt . Вследствие симметрии задачи относительно оси x все расчеты проводятся только для верхней полуплоскости.

3. Метод расчета эволюции КИН трещины в кристалле. Для КИН трещины имеет место представление

$$K(t) = K^c(t) + K^p(t),$$

где $K^c(t)$ — слагаемое КИН трещины, не учитывающее влияния на нее

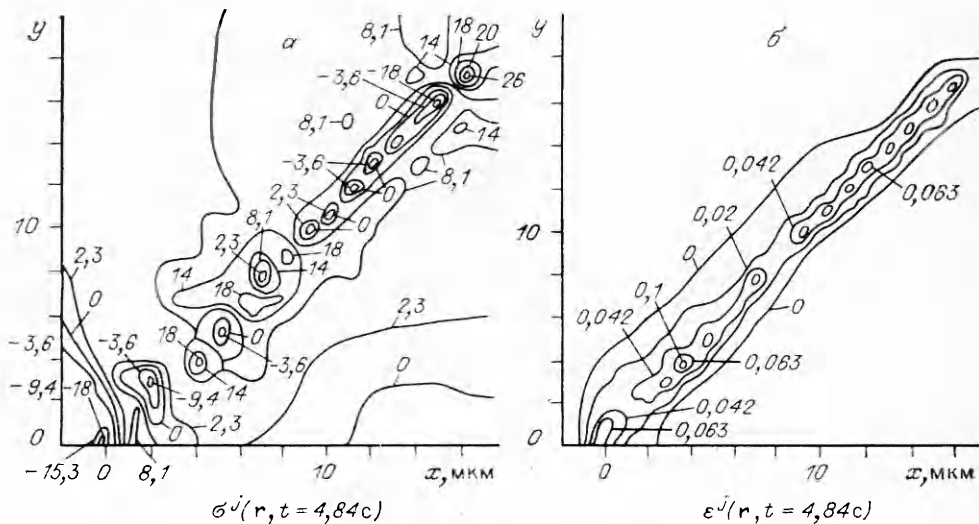


Рис. 2

пластической деформации, а $K^p(t)$ — определяющееся исключительно этим влиянием:

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

Вклад в $K^p(t)$ отдельной дислокации, расположенной в точке $z' = x' + iy'$ комплексной плоскости, вычисляется в соответствии с [16] по формуле

$$\widehat{K}^p(z', \beta_k) = -\operatorname{Re} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^0 [P_y^k(\xi, z') - iP_x^k(\xi, z')] \frac{d\xi}{\sqrt{-\xi}},$$

выполнение интегрирования в которой дает

$$\widehat{K}^p(z', \beta_k) = \operatorname{Re} \frac{A}{\sqrt{2\pi}} [J_1 \sin \beta_k - iJ_2 \cos \beta_k].$$

Здесь

$$A = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}, \quad J_1 = -\pi \left[\frac{1}{\sqrt{z'}} + \frac{3}{2\sqrt{z'}} - \frac{z'}{2(z')^{3/2}} \right];$$

$$J_2 = -\pi \left[\frac{1}{\sqrt{z'}} + \frac{1}{2\sqrt{z'}} + \frac{z'}{2(z')^{3/2}} \right];$$

μ — модуль сдвига; ν — коэффициент Пуассона.

4. Результаты расчетов на ЭВМ и выводы. Расчеты выполнены для кристалла α — Fe при следующих значениях постоянных: $l = 1$ мм, $r_0 = 0,1$ мкм, $\Delta x = 1$ мкм, $\sigma_a = 6$ МПа, $\varepsilon_0 = 10^{11}$ с $^{-1}$, $U_0 = 0,9$ эВ, $\tau_0 = 330$ МПа [17], $T = 300$ К, $\sigma_0 = 18$ МПа, $b = 2,47 \cdot 10^{-4}$ мкм, $\sigma_1 = 2$ ГПа, $\mu = 60$ ГПа [18], $\nu = 0,3$. Нагружение кристалла производилось со скоростью $\dot{\sigma}'_a = 20$ МПа \cdot с $^{-1}$ от 0 до σ_a . После достижения верхнего предела нагружения внешнее растягивающее напряжение осталось постоянным.

Расчет показал, что в эволюции $\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)$ можно выделить два этапа. На первом этапе (от $t = 0$ до $t \approx 2,5$ с) пластическая зона постепенно подрастает, ее форма меняется подобно самой себе, распределение $\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)$ в $(K^c, K) \cdot 10^{-5} \text{ Нм}^{-3/2}$ пластической зоне в основном повторяет распределение $\sigma_c^j(\mathbf{r}, t)$, на втором (при $t > 2,5$ с) происходит существенное изменение формы пластической зоны и перераспределение $\varepsilon^j(\mathbf{r}, t)$ в ней, обусловленное влиянием дислокационной структуры кристалла. Отмечены значительные качественные расхождения в распределении $\sigma^j(\mathbf{r}, t)$ и $\sigma_c^j(\mathbf{r}, t)$, которые углубляются в процессе развития пластической деформации (рис. 2, а, б).

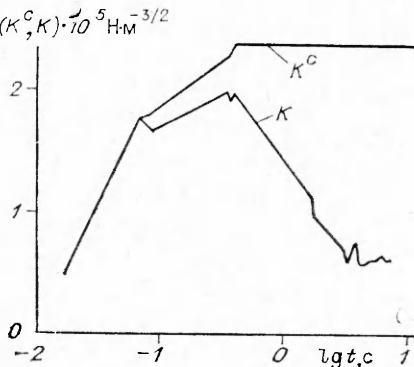


Рис. 3

Расчет показал отставание величины $K(t)$ от $K^c(t)$, существенно немонотонный характер ее эволюции и тенденцию к уменьшению (следовательно, к увеличению запаса устойчивости неподвижной трещины) в процессе пластического деформирования у вершины трещины (рис. 3).

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;

2) пластическая деформация у вершин трещины в кристалле, как правило, увеличивает устойчивость трещины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпинский Д. П., Орлов А. Н. Структура пластической зоны у вершины трещины // Эволюция дефектной структуры кристаллов (Моделирование на ЭВМ).— Л., 1984.
2. Kobayashi S., Ohr S. M. In situ fracture experiment in b. c. c. metals // Phil. Mag.— 1980.— V. A42.— P. 763.
3. Bilby B. A., Cottrell A. H., Swinden K. H. The spread of plastic yield from a notch // Proc. Roy. Soc. London.— 1963.— V. A272.— P. 304.
4. Chang S.-J., Ohr S. M. Dislocation-free zone models of fracture // J. Appl. Phys.— 1981.— V. 52.— P. 7174.
5. Ha K. F., Xu Y. B., Wang X. H., An Z. Z. A study on the dislocation-free zone ahead of the crack tips in bulk metallic single crystals // Acta met.— 1990.— V. 38, N 9.
6. Vitek V. Yielding on inclined planes at the tip of a crack loaded in uniform tension // J. Mech. Phys. Sol.— 1976.— V. 24.— P. 263.
7. Riedel H. Plastic yielding on inclined slip-planes at a crack tip // J. Mech. Phys. Sol.— 1976.— V. 24.— P. 277.
8. Lung C. W., Xiong L. J. The dislocation function in the plastic zone at a crack tip // Phys. state sol. (a).— 1983.— V. 77.— P. 81.
9. Weertman J. Crack tip blunting by dislocation pair creation and separation // Phil. Mag.— 1981.— V. A43, N 5.
10. Majumdar B. S., Burns S. J. Crack tip shielding — an elastic theory of dislocations and dislocation arrays near a sharp crack // Acta met.— 1981.— V. 29, N 4.
11. Thomson R. M., Sinclair J. E. Mechanics of crack screened by dislocation // Acta met.— 1982.— V. 30, N 7.
12. Витвицкий П. И., Панасюк В. В., Ярема С. Я. Пластические деформации в окрестности трещины и критерии разрушения // Пробл. прочности.— 1973.— № 2.
13. Владимиров В. П., Карпинский Д. П., Орлов А. П., Санников С. В. Моделирование на ЭВМ кинетики деформации в пластической зоне у вершины трещины // Пробл. прочности.— 1983.— № 12.
14. Westergaard H. M. Bearing pressures and cracks // J. Appl. Mech.— 1939.— V. 6, N 2.
15. Kröner E. Kontinuumtheorie der Versetzungen und Eigenspannungen.— Berlin: Springer-Verlag, 1958.
16. Райс Дж. Математические методы в механике разрушения // Разрушение.— М.: Мир, 1975.— Т. 2.
17. Spitzig W. A. Analysis of the plastic deformation in iron single crystals // Acta met.— 1970.— V. 18.— P. 1275.
18. Авербах Б. Л. Некоторые физические аспекты разрушения // Разрушение.— М.: Мир, 1973.— Т. 1.

г. Ростов-на-Дону

Поступила 22/IV 1992 г.

УДК 539.375

В. М. Корнев, Ю. В. Тихомиров

ДЕФОРМИРОВАНИЕ И ПОТЕРЯ УСТОЙЧИВОСТИ УЧАСТКА ЦЕПОЧКИ АТОМОВ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ

Известно, что изучение связанного с зарождением и распространением трещин разрушения твердых тел требует рассмотрения на атомном уровне процессов, протекающих в вершине трещины. При этом, несмотря на развитие в последнее время методов машинного моделирования, сохраняя свое значение простейшие атомистические модели трещин. Их достоинством является возможность детального аналитического рассмотрения при одновременном сохранении моделью основных черт, присущих реальному физическому объекту — хрупкой трещине в твердом теле.

Одна из таких моделей, предложенная Дж. Хпртом и примененная в [1] для описания распространения хрупкой трещины путем продвижения кинка, представляет собой линейную четырехатомную цепочку с взаимодействием ближайших соседей, средняя связь которой располагается перед вершиной трещины и разрывается при ее продвижении, а две крайние моделируют податливость кристаллической решетки. В [1]

© В. М. Корнев, Ю. В. Тихомиров, 1993