

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 539.422.23

ЭВОЛЮЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ У ЗАТУПЛЕННОЙ ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ В КРИСТАЛЛЕ*

Д.Н. КАРПИНСКИЙ, С.В. САННИКОВ

(Южный федеральный университет),

Б.В. СОБОЛЬ

(Донской государственный технический университет)

Выполнен расчет эволюции пластической деформации у вершины трещины в кристалле α -Fe в условиях плоской деформации (моды I и II). Получены временные распределения пластической деформации, эффективного сдвигового напряжения, коэффициента интенсивности напряжения. Проведено сравнение результатов расчетов для трещин с затупленной и острой вершинами.

Ключевые слова: вершина трещины, пластическая деформация, кристалл, дислокации, плоскости скола, системы легкого скольжения, коэффициент интенсивности напряжения.

Введение. Оценивание влияния формы вершины трещины на характеристики разрушения является актуальной задачей физики прочности и механики разрушения. Выбор модели формы хрупкой трещины существенно влияет на результаты расчета распределения упругого напряжения и деформации в окрестности ее вершины. В простейшем случае трещины-разреза, когда пренебрегают радиусом кривизны вершины $\rho \rightarrow 0$, эти распределения можно представить в виде асимптотического ряда по степеням расстояния $r^{(k-1)/2}$ ($k \geq 0$) от вершины до заданной точки [1, 2]. Пренебрежение членами ряда с $k < 0$ обусловлено условием ограниченности величин перемещений и энергии деформирования у вершины трещины. Расчеты показывают, что распределения напряжений и деформаций содержат лишь особенности в вершине $O(r^{-1/2})$ при $k = 0$, которые могут исчезнуть при некотором распределении внешней нагрузки [3]. Кроме детального изучения главного члена асимптотики ($k = 0$), содержащего особенность, в последние годы внимание исследователей привлекает учет несингулярных слагаемых упругого поля вблизи вершины трещины-разреза ($k \geq 1$). В работах [4, 5] подробно исследован второй член асимптотики упругого напряжения (Т-напряжение), который в случае трещины-разреза не зависит от r . В этом случае Т-напряжение входит лишь в компоненту тензора напряжения, соответствующую растяжению или сжатию вдоль линии трещины. Расчеты показали, что учет несингулярной составляющей заметно изменяет условия роста трещины [4, 5].

Впервые оценка распределения упругого поля в полярных координатах r и ϕ у вершины хрупкой трещины с учетом ненулевой величины радиуса вершины ρ прямолинейной трещины получена в исследовании [6]. Однако позже была получена более точная формула для распределения компонент тензора напряжений у вершины [7]:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \left[\varphi_1(\rho, r) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) - \psi_1(\rho, r) \cos\left(\frac{3\phi}{2}\right) \right] - \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}} \left[\varphi_1(\rho, r) \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \psi_2(\rho, r) \sin\left(\frac{3\phi}{2}\right) \right], \\ \sigma_\phi &= \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \left[\varphi_2(\rho, r) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) + \psi_3(\rho, r) \cos\left(\frac{3\phi}{2}\right) \right] - \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}} \left[\varphi_2(\rho, r) \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \psi_4(\rho, r) \sin\left(\frac{3\phi}{2}\right) \right], \\ \tau_{r\phi} &= \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \left[\varphi_3(\rho, r) \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \psi_5(\rho, r) \sin\left(\frac{3\phi}{2}\right) \right] + \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}} \left[\varphi_3(\rho, r) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) + \psi_6(\rho, r) \cos\left(\frac{3\phi}{2}\right) \right],\end{aligned}\quad (1)$$

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 10-08-00839-а).

$$\begin{aligned} \text{где } \varphi_1(\rho, r) &= 5 - 2\frac{\rho}{r} - 3\left(\frac{\rho}{r}\right)^2, & \varphi_2(\rho, r) &= 3 + 2\frac{\rho}{r} + 3\left(\frac{\rho}{r}\right)^2, & \varphi_3(\rho, r) &= 1 + 2\frac{\rho}{r} - 3\left(\frac{\rho}{r}\right)^2, \\ \psi_1(\rho, r) &= 1 - \frac{7}{2}\frac{\rho}{r} + \frac{5}{2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^3, & \psi_2(\rho, r) &= 1 + \frac{1}{2}\frac{\rho}{r} + \frac{5}{2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^3, & \psi_3(\rho, r) &= 1 + \frac{3}{2}\frac{\rho}{r} - \frac{5}{2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^3, \\ \psi_4(\rho, r) &= 3 - \frac{21}{2}\frac{\rho}{r} + \frac{15}{2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^3, & \psi_5(\rho, r) &= 3 + \frac{3}{2}\frac{\rho}{r} + \frac{15}{2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^3, & \psi_6(\rho, r) &= 3 + \frac{9}{2}\frac{\rho}{r} - \frac{15}{2}\left(\frac{\rho}{r}\right)^3. \end{aligned}$$

В формуле (1), аналогично исследованию [7], K_I и K_{II} – коэффициент интенсивности напряжения (КИН) эквивалентной трещины, т.е. острой трещины ($\rho \rightarrow 0$) с той же длиной и ориентацией, как затупленная трещина. Сравнение результатов [6, 7] с результатами расчета методом конечных элементов показало, что с увеличением доли моды II во внешней нагрузке точность аналитических формул для компонент тензора напряжений [7] выше.

Для хрупкой трещины эллиптической формы при смешанном нагружении условие катастрофического роста трещины зависит не от формы трещины, а лишь от радиуса ее вершины ρ [8], который можно оценить как

$$\rho = 16,21\gamma_s / \sigma_c. \quad (2)$$

Для α -Fe удельная поверхностная энергия $\gamma_s = 1,42$ Дж/м² и $\sigma_c = 31,7$ ГПа и оценка (2) дает $\rho = 0,726$ нм (около 3 постоянных решетки). Отсюда следует, что хрупкую трещину в приближении механики сплошной среды, нужно рассматривать как разрез с $\rho \rightarrow 0$ [8].

В последние десятилетия обозначился значительный прогресс в создании дислокационных моделей для пластической деформации у вершины трещины [9, 10]. Расчеты взаимодействия дислокации с трещиной-разрезом обнаружили явление экранирования дислокацией ее упругого поля, которое характеризуется снижением КИН по сравнению с КИН трещины без дислокаций. Позже эти расчеты были обобщены для случая клинообразного выреза [11, 12], хотя в этих работах получена корневая особенность распределения напряжения у вершины трещины, соответствующая особенностям трещины-разреза. В работе [13] исследовано взаимодействие краевой дислокации с трещиной в форме сплюснутого эллипса. С использованием перехода к трещине-разрезу согласно исследованию [7] получены зависимости КИН от взаимного расположения трещины и дислокации и обнаружены положения дислокации, соответствующие максимальным эффектам экранирования (мода I) и антиэкранирования (мода II). В работе [14] исследованы зависимости КИН модели трещины, состоящей из двух лунок, от положения винтовой и краевой дислокаций относительно вершины. Здесь также получена корневая особенность в распределении напряжения в вершине трещины в форме двух лунок. Следует упомянуть также об оценках величины взаимодействия дислокации с трещиной, в вершине которой находится зона сцепления [15, 16]. В этих работах показано, что если модель трещины с особенностью по напряжениям (высокая величина сцепления) в вершине предсказывает экранирование или антиэкранирование в зависимости от знака вектора Бюргерса дислокации, то при низкой величине сцепления – всегда экранирование вне зависимости от знака вектора Бюргерса дислокации.

Расчет равновесной формы дислокационной пластической зоны у вершины трещины-разреза (см., например, [17]) показал, что компонента напряжения σ_{yy} на линии продолжения трещины достигает максимума на некотором расстоянии от ее вершины. А дислокации, испущенные из вершины, более эффективно экранируют упругое напряжение трещины, чем дислокационные диполи, расположенные вблизи вершины [18]. Другой особенностью распределения дислокаций в пластической зоне является подтвержденное расчетами существование свободной от дислокаций области, прилегающей непосредственно к вершине трещины.

Пластическая деформация у вершины трещины в нагруженном образце существенно затупляет трещину, а это влияет на условия зарождения дислокационных петель из нее [19]. Форма

вершины, в свою очередь, определяет распределение экранирующих дислокаций в пластической зоне. Взаимное влияние формы вершины трещины и распределение пластической деформации в ее окрестности существенно меняет оценку (2). В частности, взаимодействие трещины и пластической деформации у ее вершины определяет условие вязко-хрупкого перехода.

Цель наших исследований – сравнение эволюции пластической деформации у вершины трещины в ОЦК кристалле при учете затупленности вершины трещины, условий нагружения и систем дислокационного скольжения при пластической деформации. В дальнейшем ограничимся расчетами для кристалла $\alpha\text{-Fe}$ (моды I и II) в условиях плоской деформации.

Постановка задачи и метод решения. Рассмотрим плоские задачи об эволюции пластической деформации у вершины трещины длиной $2l$, расположенной в плоскостях скола $\{100\}$ и $\{110\}$ бесконечного ОЦК кристалла с постоянной решетки a (рис.1).

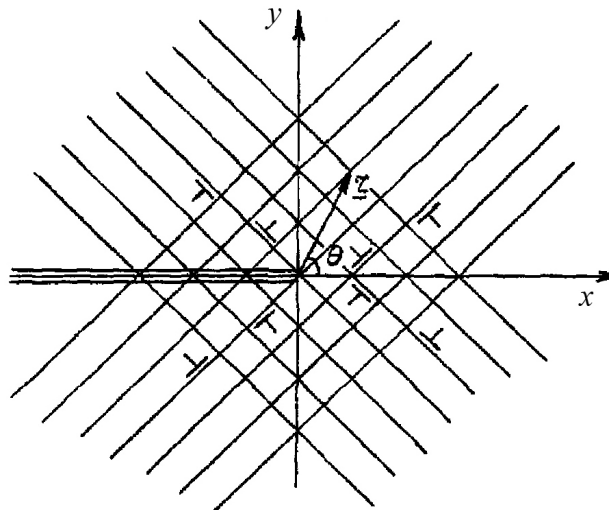


Рис.1. Кристаллографическая схема плоскостей легкого скольжения у вершины трещины

В первом случае выберем направление линии фронта трещины $\langle 001 \rangle$ и систему легкого скольжения $\langle 111 \rangle \{110\}$. В ней пластическая деформация осуществляется путем термоактивированного движения смешанных дислокаций с вектором Бюргерса $\vec{b} = a/2 \langle 111 \rangle$. Для трещины в плоскости $\{110\}$ направления линий фронтов $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, а системы легкого скольжения $\langle 111 \rangle \{110\}$ и $\langle 111 \rangle \{112\}$ соответственно (линии дислокаций параллельны фронтам трещины). Для этих систем скольжения пластическая деформация происходит с помощью тех же дислокаций, как и выше, но во втором случае дислокации чисто краевые. В расчетах учитываются только краевые компоненты смешанных дислокаций.

К плоскостям кристалла $y = \pm\infty$ приложены однородные напряжения растяжения $\sigma_{yy}(t) = \sigma_a(t)$ (мода I) и сдвига $\tau_{yy}(t) = \tau_a(t)$ (мода II), монотонно возрастающие до некоторых значений $\sigma_{\max}$, $\tau_{\max}$, достаточных для пластического деформирования кристалла, но недостаточных для роста трещины. После достижения нагрузками $\sigma_a(t)$ и $\tau_a(t)$ своих максимальных значений расчет проводился в режиме релаксации напряжения у вершины трещины, которому соответствуют постоянные внешние напряжения. В данном расчете принята пропорциональность двух типов внешних нагрузок $\sigma_a(t) = k\tau_a(t)$, постоянная k является параметром задачи.

В кристалле равномерно распределены источники дислокаций, испускающие прямоугольные петли, лежащие в плоскостях легкого скольжения. В расчете учитываются только отрезки петель, перпендикулярные плоскости Oxy , и их краевые компоненты. Последнее упрощение свя-

зано с видом приложенной нагрузки, действующей только на данные компоненты дислокаций. За счет концентрации напряжения у вершины трещины, релаксирующего путем пластического деформирования, в этой области достигаются значительные плотности эффективных дислокаций (избыточные дислокации одного знака среди дислокаций с параллельными векторами Бюргерса) и, следовательно, возникает упругое поле, существенно влияющее на эволюцию пластической деформации.

Предположим, что пластические зоны, образующиеся в кристалле, имеют в плоскости Oxy линейные размеры настолько малые по сравнению с l , что правомерно описание пластической деформации у вершины полубесконечной трещины. Плоскости $\{110\}$ и $\{112\}$, пересекаясь с плоскостью Oxy , образуют на ней два семейства линий скольжения, направления которых заданы векторами ξ_k ($k=1, 2$).

Скорость пластического деформирования, обусловленного движением дислокаций у вершины трещины, дается формулой [20]:

$$\frac{d\varepsilon^k(r,t)}{dt} = \varepsilon_0 \exp \left[-\frac{U_0 \{1 - [\sigma_e^k(r,t)/\tau_0]^{1/2}\}}{k_B T_0(r,t)} \right] \text{sign} \sigma_e^k(r,t), \quad (3)$$

где U_0 – энергия активации; k_B – постоянная Больцмана; T_0 – температура; ε_0 и τ_0 – постоянные; σ_e^k – эффективное напряжение сдвига в k -й плоскости легкого скольжения [20]

$$\sigma_e^k(r,t) = \sigma^k(r,t) - \sigma_s(r,t) \text{sign} \sigma^k(r,t) \quad \text{при} \quad |\sigma^k(r,t)| > |\sigma_s(r,t)|, \quad (4)$$

$$\sigma_e^k(r,t) = 0 \quad \text{при} \quad |\sigma^k(r,t)| < |\sigma_s(r,t)|.$$

В формуле (4) сдвиговое напряжение в плоскостях легкого скольжения

$$\sigma^k(r,t) = \sigma_k^c(r,t) + \sigma_k^l(r,t), \quad (5)$$

$$\sigma_s(r,t) = \sigma_0 + \sigma_f(r,t) - \quad (6)$$

напряжение, препятствующее пластическому сдвигу за счет трения решетки σ_0 и локального упрочнения материала σ_f , вычисляемого по формуле:

$$\sigma_f = \sigma_1 \left[\sum_{k=1}^2 |\varepsilon(r,t)| \right]^m, \quad (7)$$

где σ_1 и m – постоянные.

В формуле (5) $\sigma_k^c(r,t)$ – сдвиговая компонента тензоров напряжения (1) для k -й плоскости легкого скольжения, которую в ряде расчетов дополняли вторым членом асимптотики ($\sigma_{rr} = \sigma_r + T \cos^2 \phi$, $\sigma_{\phi\phi} = \sigma_\phi + T \sin^2 \phi$, $\sigma_{r\phi} = \tau_{r\phi} - T \sin \phi \cos \phi$), а также силами сцепления берегов трещины у ее вершины; $\sigma_k^l(r,t)$ – дальноедействующее упругое напряжение, создаваемое дислокациями одного знака в пластической зоне

$$\sigma_k^l(r,t) = \sum_{k=1}^2 \int_{D_k} \tilde{\sigma}_k(z') \Delta \rho_k(z',t) dz', \quad z' = x' + iy', \quad (8)$$

где D_k – часть пластической зоны, образовавшейся в верхней полуплоскости в результате скольжения дислокаций вдоль ξ_k .

В формуле (8) $\Delta\rho_k(z',t)$ – плотность эффективных дислокаций, связанных с деформацией $\varepsilon^k(\vec{r},t)$ соотношением:

$$\Delta\rho_k(r,t) = -\frac{1}{b} \frac{d}{d\xi_k} \varepsilon^k(r,t), \quad (9)$$

а $\tilde{\sigma}_k(z')$ определяет напряжение, создаваемое дислокацией в упругой плоскости с полубесконечным разрезом, и задается выражением:

$$\tilde{\sigma}_k(r,r') = \sigma'_k(r,r') + \sigma''_k(r,r'), \quad (10)$$

где $\sigma'_k(r,r')$ – компоненты тензора, которые характеризуют собственное поле пары дислокаций, а компоненты тензора $\sigma''_k(r,r')$ описывают поле напряжений полубесконечной трещины-разреза, нагруженной на ее берегах усилиями, равными по величине и противоположными по знаку усилиями, создаваемыми в сплошном кристалле напряжениями $\sigma'_k(r,r')$ на месте трещины.

Расчеты показали, что учет формы трещины не вносит существенных изменений в $\sigma_k^l(r,t)$ по сравнению с трещиной-разрезом на расстояниях, больших радиуса вершины ($r > \rho$) или размера зоны сцепления.

Уравнения (9)-(17) образуют систему, из которой при начальных

$$\varepsilon_k(r,t=0) = 0, \quad \sigma_a(r,t=0) = 0 \quad (11)$$

и граничных условиях

$$\sigma_e^k(x \leq 0, y = 0, t) = 0 \quad (12)$$

определяются $\varepsilon^k(r,t), \sigma_e^k(r,t)$.

Данную систему уравнений решали численно с изменяющимся в зависимости от вычислительной ситуации шагом интегрирования Δt_i . Автоматический выбор шага по времени учитывал ограничение на максимальную скорость деформации в формуле (3) $\max(\dot{\varepsilon}(r,t)) \leq 0,1 \text{ с}^{-1}$. При этом ограничении остается справедливой формула (3), которая предполагает термоактивированный механизм движения дислокаций. Метод решения системы (3)-(12) аналогичен методу в работе [20]. В расчетах задавали не $\sigma_{\max}$ и $\tau_{\max}$, а соответствующее значение максимального КИН $K_I^{\max}$ и $K_{II}^{\max}$.

При расчете эволюции пластической деформации в кристалле α -Fe выбраны следующие значения постоянных: $2l = 10^{-3} \text{ м}$, $K_I^{\max} = 0,2 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$, $T_0 = 300 \text{ К}$; $\mu = 86,4 \text{ ГПа}$, $\nu = 0,29$, $a = 2,867 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $\varepsilon_0 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $U_0 = 0,9 \text{ эВ}$, $\tau_0 = 330 \text{ МПа}$, $\sigma_0 = 18 \text{ МПа}$, $\sigma_1 = 2 \text{ ГПа}$, $m = 1$ [20].

На основе результатов расчетов эволюции пластической деформации далее была вычислена временная эволюция КИН. В расчете предполагалось, что для КИН трещины имеет место представление [21]:

$$K_I(t) = K_I^V(t) + \text{Re}[K^P(t)], \quad K_{II}(t) = K_{II}^V(t) + \text{Im}[K^P(t)]. \quad (13)$$

В формуле (13) $K_I^V(t)$, $K_{II}^V(t)$ – см. формулу (1), а $K^P(t)$ – поправка, учитывающая влияние пластической деформации на КИН:

$$K^P(t) = \sum_{k=1}^2 \int_{D_k} \tilde{K}_k^P(z') \Delta\rho_k(z',t) dz', \quad z' = x' + iy'. \quad (14)$$

В формуле (14) $\tilde{K}_k^p$ – КИН трещины, соответствующий действию одной дислокации [21]. В некоторых расчетах выражения (13) дополняли поправкой за счет влияния области сцепления для моды I $K_I(t) = K_I^V(t) + \text{Re}[K^p(t)] + K_I^c$, где $K_I^c = -\sigma_c \sqrt{\frac{8l}{\pi}}$ [15].

Результаты расчетов и их обсуждение. Проанализируем вначале результаты для модели с закругленной вершиной трещины. Ранее было получено [22], что распределения пластической деформации с учетом Т-напряжений и без них заметно различаются для всех видов ориентации плоскости скола, направления линии фронта трещины и плоскости легкого скольжения в кристалле. Влияние Т-напряжений при всех вариантах расчета приводит к укорочению времени достижения равновесного распределения пластической деформации у вершины трещины в кристалле. В работе [22] для расчета $\sigma_k^c(r, t)$ использованы компоненты тензора напряжений [см. формулу (1)] при $\rho \rightarrow 0$ в смещенных узлах $r + r_0$. В данной работе в расчетах учитывался конечный радиус вершины трещины ($\rho > 0$) [см. формулу (1)]. Результаты расчетов показали, что форма пластической зоны и распределение пластической деформации в ней заметно зависят от радиуса вершины ρ , но основные особенности распределения пластической деформации (с учетом Т-напряжений и без них), полученные в [22], сохранились. На рис.2 показаны равновесные распределения пластической деформации у вершины трещины моды II. Для сравнения на рис.3 приведено аналогичное распределение при $\rho \rightarrow 0$. Результаты расчетов также подтвердили выводы [22] о том, что наиболее наглядное представление о влиянии Т-напряжений дают временные зависимости КИН и угла направления роста трещины.

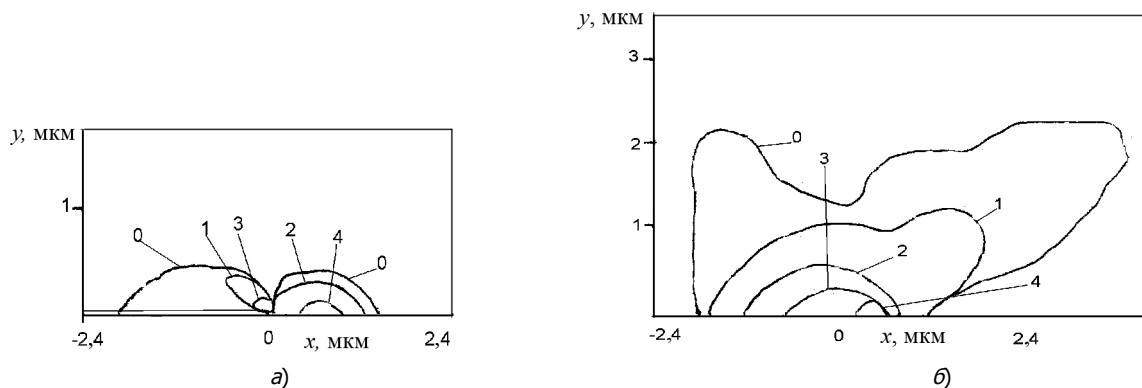


Рис.2. Равновесное распределение пластической деформации без учета Т-напряжений и радиусом затупления вершины $\rho = 0,12$ мкм по сопряженным плоскостям скольжения. Изолинии соответствуют величине сдвиговой пластической деформации (%): а – $\varepsilon^1 = 0$ – граница пластической области; 1 – 0,036; 2 – -0,017; 3 – 0,09; 4 – -0,07; б – $\varepsilon^2 = 0$ – граница пластической области; 1 – -0,035; 2 – -0,07; 3 – -0,1; 4 – -0,17. Плоскости скольжения дислокаций {112}, плоскость трещины {100}, направление линии фронта трещины $\langle 001 \rangle$, мода II

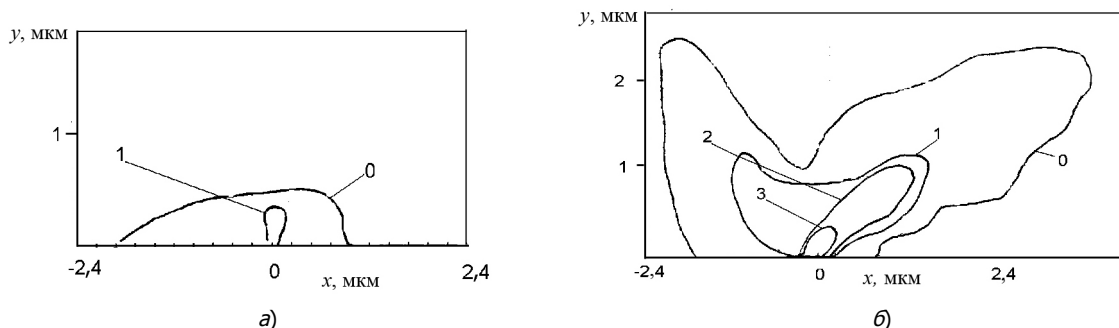


Рис.3. Равновесное распределение пластической деформации без учета Т-напряжений и радиусом затупления вершины $\rho = 0$ по сопряженным плоскостям скольжения. Изолинии соответствуют величине сдвиговой пластической деформации (%): а – $\varepsilon^1 = 0$ – граница пластической области; 1 – 0,18; б – $\varepsilon^2 = 0$ – граница пластической области; 1 – -0,05; 2 – -0,1; 3 – -0,2. Кристаллографические параметры те же, что и на рис.2

Исследования показали, что эти величины чувствительны также к величине радиуса вершины. Кривые 1 и 2 на рис.4 демонстрируют эффект экранирования вершины трещины для моды I.

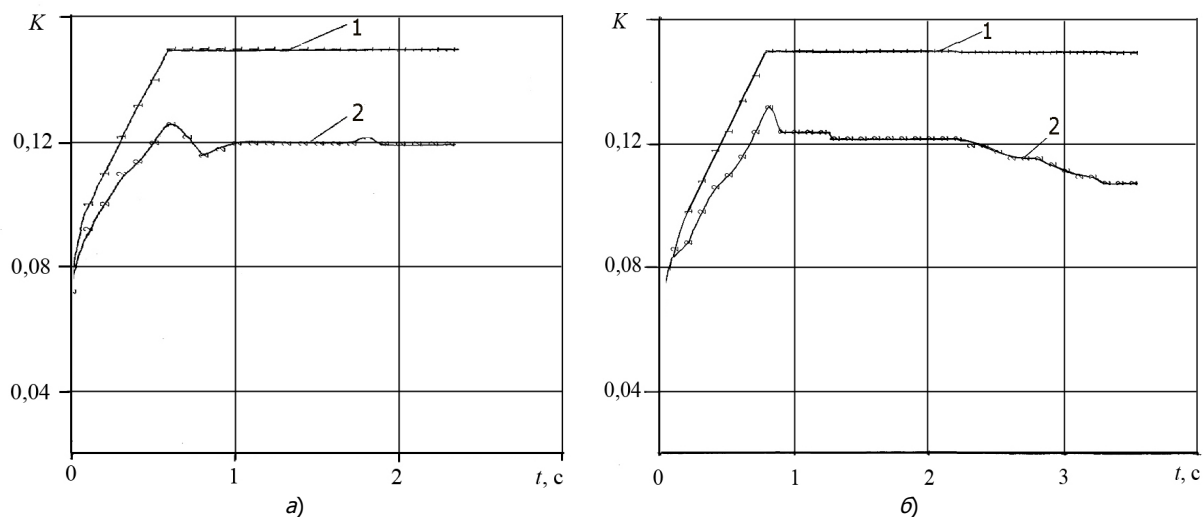


Рис.4. Временная зависимость коэффициентов интенсивности напряжения моды I без учета Т-напряжений и радиусом затупления вершины: а – $\rho = 0,12$ мкм; б – $\rho = 0$. Кривые 1 и 2 определяют эволюцию $K_I(t)$ соответственно без учета пластической деформации и с ее учетом (экранирование вершины дислокациями). Кристаллографические параметры те же, что и на рис.2

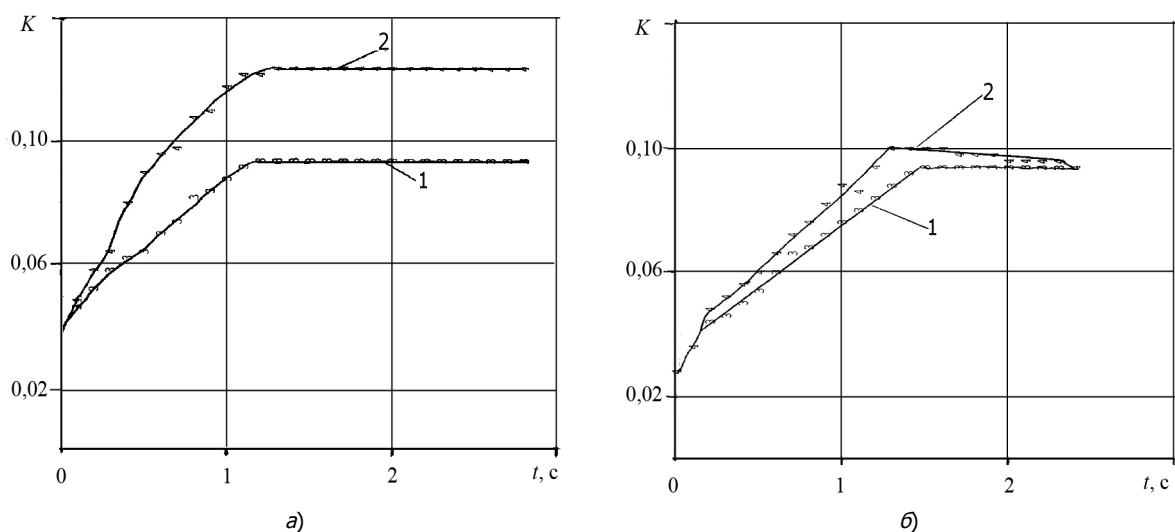


Рис.5. Временная зависимость коэффициентов интенсивности напряжения моды II без учета Т-напряжений и радиусом затупления вершины: а – $\rho = 0,12$ мкм; б – $\rho = 0$. Кривые 1 и 2 определяют эволюцию $K_{II}(t)$ соответственно без учета пластической деформации и с ее учетом (антиэкранирование вершины дислокациями). Кристаллографические параметры те же, что и на рис.2

Кривые 1 и 2 на рис. 5 подтверждают существование «аномальной» эволюции K_{II} , обнаруженное в [22]: при трех ориентациях плоскостей скола и линий фронта трещины при скольжении дислокаций в плоскостях легкого скольжения, образующих угол 60° с плоскостью скола, с учетом Т-напряжений и без них, эволюция K_{II} с учетом пластической релаксации дает более вы-

сокие значения K_{II} по сравнению с эволюцией K_{II} для хрупкой трещины. Данное явление соответствует антиэкранированию вершины трещины.

Кроме полученных результатов расчетов, отметим, что для данной модели (мода I) трещины со сцеплением берегов вблизи вершины качественно повторяют особенности эволюции КИН за счет влияния дислокаций из пластической зоны на КИН, полученные выше. Расчеты в [15] выполнены в предположении «замороженности» дислокаций вблизи вершины, а в нашем случае происходят значительные перераспределения дислокаций у вершины трещины.

Заключение. Затупление трещины и Т-напряжение заметно влияют на равновесное распределение пластической деформации у вершины трещины и на временные зависимости коэффициентов интенсивности напряжения, а также приводят к уменьшению времени достижения равновесия. Подтверждено существование явления антиэкранирования дислокациями вершины затупленной трещины, которая соответствует большим величинам K_{II} при учете пластической релаксации по сравнению с K_{II} для хрупкой трещины. Эта «аномалия» определяется плоскостью скольжения дислокаций и не исчезает при учете Т-напряжения. Результаты расчетов, учитывающих наличие зоны сцепления, не подтверждают оценки [15], которая получена для «замороженных» дислокаций.

Библиографический список

1. Sinclair G.B. Stress singularities in classical elasticity-I: removal, interpretation and analysis / G.B. Sinclair // Applied Mechanics Review. – 2004. – Vol.57. – P.251-297.
2. Sinclair G.B. Stress singularities in classical elasticity-II: asymptotic identification / G.B. Sinclair // Applied Mechanics Review. – 2004. – Vol.57. – P.385-439.
3. Chan Y.-S. Dependence of crack singularity on loading functions / Y.-S. Chan, G.H. Paulino, B.-F. Feng, A. Sutradhar // Mechanics Research Communication. – 2010. – Vol.37. – P.191-197.
4. Fett T. T-stress and stress intensity factor solutions for 2-dimensional cracks / T. Fett. – VDI-Verlag, 2002. – 270 p.
5. Chen Y.Z. A rigorous derivation for T-stress in line crack problem / Y.Z. Chen, X.Y. Lin, Z.X. Wang // Engineering Fracture Mechanics. – 2010. – Vol.77. – P.753-757.
6. Creager M. Elastic field equations for blunt cracks with reference to stress corrosion cracking / M. Creager, P.C. Paris // Int. J. Fract. Mech. – 1967. – Vol.3. – P.247-252.
7. Kulmer G. Influence of the root radius of crack-like notches on the fracture load of brittle components / G. Kulmer, H.A. Richard // Arch. Appl. Mech. – 2006. – Vol.76. – P.711-723.
8. Li Z. The brittle fracture criterion based on the maximum tensile stress on the surface of blunt crack tip / Z. Li, C. Ji, Y. Li, L.R. Xu // Mechanics Research Communication. – 2007. – Vol.34. – P.472-479.
9. Lin I.-H. Cleavage, dislocation emission and shielding for cracks under general loading / I.-H. Lin, R. Thomson // Acta metallurgica. – 1986. – Vol.34. – P.187-206.
10. Weertman J. Dislocation based fracture mechanics / J. Weertman. – Singapore: World Scientific, 1996. – 290 p.
11. Ohr S.M. Elastic interaction of a wedge crack with a screw dislocation / S.M. Ohr, S.-J. Chang, R. Thompson // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol.57, N6. – P.1839-1843.
12. Zhang T.-Y. Interaction of an edge dislocation with a wedge crack / T.-Y. Zhang, P. Tong, H. Quyang, S. Lee // J. Appl. Phys. – 1995. – Vol.78, N8. – P.4873-4881.
13. Li T. The stress intensity factor of an edge dislocation near an elliptically blunted crack tip / T. Li, Z. Li // Int. J. Fract. – 2007. – Vol.144. – P.45-52.
14. Xie C. Cracking characteristics of mixed mode dislocations near a lip-like mode crack / C. Xie, Y.W. Liu, Q.H. Fang, M. Deng // Theoretical and Applied Fracture Mechanics. – 2009. – Vol.51. – P.139-143.

15. Bhandakkar T.K. Dislocation shielding of a cohesive crack / T.K. Bhandakkar, A.C. Chang, W.A. Curtin, H. Gao // *J. Mech. Phys. Sol.* – 2010. – Vol.58. – P.530-541.
16. Song J. Dislocation shielding and crack tip decohesion at the atomic scale / J. Song, W.A. Curtin, T.K. Bhandakkar, H.J. Gao // *Acta Mater.* – 2010. – Vol.58. – P.5933-5940.
17. Qian C.F. Micro-mechanical analysis and TEM study of crack initiation in dislocation free zone / C.F. Qian, W.Y. Chu, L.J. Qiao // *Int. J. Fract.* – 2002. – Vol.117. – P.313-321.
18. Qian C.F. Simulation of edge dislocation emission from a crack under in-plane shear / C.F. Qian, H.F. Li, Z.J. Jiang, D.C. Fan // *Theoretical and Applied Fracture Mechanics.* – 2005. – Vol.43. – P.369-375.
19. Fischer L.L. The effect of crack blunting on the competition between dislocation and cleavage / L.L. Fischer, G.E. Beltz // *J. Mech. Phys. Sol.* – 2001. – Vol.49. – P.635-654.
20. Карпинский Д.Н. Расчет эволюции пластической деформации у вершины трещины и связанные с ней явления / Д.Н. Карпинский, С.В. Санников // *Прикладная механика и техническая физика.* – 1993. – №3. – С.154-160.
21. Карпинский Д.Н. Расчет КИН с учетом пластической деформации / Д.Н. Карпинский, С.В. Санников // *Письма в ЖТФ.* – 1985. – Т.11, №24. – С.1481-1487.
22. Карпинский Д.Н. Влияние Т-напряжений на эволюцию пластической деформации у вершины трещины в кристалле при смешанной моде нагружения / Д.Н. Карпинский, С.В. Санников // *Деформация и разрушение материалов.* – 2009. – №2. – С.20-24.

Материал поступил в редакцию 18.05.2011.

References

1. Sinclair G.B. Stress singularities in classical elasticity-I: removal, interpretation and analysis / G.B. Sinclair // *Applied Mechanics Review.* – 2004. – Vol.57. – P.251-297.
2. Sinclair G.B. Stress singularities in classical elasticity-II: asymptotic identification / G.B. Sinclair // *Applied Mechanics Review.* – 2004. – Vol.57. – P.385-439.
3. Chan Y.-S. Dependence of crack singularity on loading functions / Y.-S. Chan, G.H. Paulino, B.-F. Feng, A. Sutradhar // *Mechanics Research Communication.* – 2010. – Vol.37. – P.191-197.
4. Fett T. T-stress and stress intensity factor solutions for 2-dimensional cracks / T. Fett. – VDI-Verlag, 2002. – 270 p.
5. Chen Y.Z. A rigorous derivation for T-stress in line crack problem / Y.Z. Chen, X.Y. Lin, Z.X. Wang // *Engineering Fracture Mechanics.* – 2010. – Vol.77. – P.753-757.
6. Creager M. Elastic field equations for blunt cracks with reference to stress corrosion cracking / M. Creager, P.C. Paris // *Int. J. Fract. Mech.* – 1967. – Vol.3. – P.247-252.
7. Kulmer G. Influence of the root radius of crack-like notches on the fracture load of brittle components / G. Kulmer, H.A. Richard // *Arch. Appl. Mech.* – 2006. – Vol.76. – P.711-723.
8. Li Z. The brittle fracture criterion based on the maximum tensile stress on the surface of blunt crack tip / Z. Li, C. Ji, Y. Li, L.R. Xu // *Mechanics Research Communication.* – 2007. – Vol.34. – P.472-479.
9. Lin I.-H. Cleavage, dislocation emission and shielding for cracks under general loading / I.-H. Lin, R. Thomson // *Acta metallurgica.* – 1986. – Vol.34. – P.187-206.
10. Weertman J. Dislocation based fracture mechanics / J. Weertman. – Singapore: World Scientific, 1996. – 290 p.
11. Ohr S.M. Elastic interaction of a wedge crack with a screw dislocation / S.M. Ohr, S.-J. Chang, R. Thompson // *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol.57, N6. – P.1839-1843.
12. Zhang T.-Y. Interaction of an edge dislocation with a wedge crack / T.-Y. Zhang, P. Tong, H. Quyang, S. Lee // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol.78, N8. – P.4873-4881.
13. Li T. The stress intensity factor of an edge dislocation near an elliptically blunted crack tip / T. Li, Z. Li // *Int. J. Fract.* – 2007. – Vol.144. – P.45-52.

14. Xie C. Cracking characteristics of mixed mode dislocations near a lip-like mode crack / C. Xie, Y.W. Liu, Q.H. Fang, M. Deng // Theoretical and Applied Fracture Mechanics. – 2009. – Vol.51. – P.139-143.
15. Bhandakkar T.K. Dislocation shielding of a cohesive crack / T.K. Bhandakkar, A.C. Chang, W.A. Curtin, H. Gao // J. Mech. Phys. Sol. – 2010. – Vol.58. – P.530-541.
16. Song J. Dislocation shielding and crack tip decohesion at the atomic scale / J. Song, W.A. Curtin, T.K. Bhandakkar, H.J. Gao // Acta Mater. – 2010. – Vol.58. – P.5933-5940.
17. Qian C.F. Micro-mechanical analysis and TEM study of crack initiation in dislocation free zone / C.F. Qian, W.Y. Chu, L.J. Qiao // Int. J. Fract. – 2002. – Vol.117. – P.313-321.
18. Qian C.F. Simulation of edge dislocation emission from a crack under in-plane shear / C.F. Qian, H.F. Li, Z.J. Jiang, D.C. Fan // Theoretical and Applied Fracture Mechanics. – 2005. – Vol.43. – P.369-375.
19. Fischer L.L. The effect of crack blunting on the competition between dislocation and cleavage / L.L. Fischer, G.E. Beltz // J. Mech. Phys. Sol. – 2001. – Vol.49. – P.635-654.
20. Karpinskij D.N. Raschyot e`volyucii plasticheskoy deformacii u vershiny` treshhiny` i svyazanny`e s nej yavleniya / D.N. Karpinskij, S.V. Sannikov // Prikladnaya mexanika i texnicheskaya fizika. – 1993. – #3. – S.154-160. – In Russian.
21. Karpinskij D.N. Raschyot KIN s uchytom plasticheskoy deformacii / D.N. Karpinskij, S.V. Sannikov // Pis`ma v ZHTF. – 1985. – T.11, #24. – S.1481-1487. – In Russian.
22. Karpinskij D.N. Vliyanie T-napryazhenij na e`volyuciyu plasticheskoy deformacii u vershiny` treshhiny` v kristalle pri smeshanno`y mode nagruzheniya / D.N. Karpinskij, S.V. Sannikov // Deformaciya i razrushenie materialov. – 2009. – #2. – S.20-24. – In Russian.

PLASTIC DEFORMATION EVOLUTION AT BLUNT CRACK TIP IN CRYSTAL

D.N. KARPINSKIY, S.V. SANNIKOV

(Southern Federal University),

B.V. SOBOL

(Don State Technical University)

The plastic deformation evolution at the crack tip in α -Fe crystal under the condition of the plane deformation (modes I, II) is calculated. Temporal distributions for the plastic deformation, effective shear stress, stress intensity factor are derived. The calculation results for the blunt and acute crack tips are compared.

Keywords: crack tip, plastic deformation, crystal, dislocations, cleavage faces, easy slip systems, stress intensity factor.