

ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ

УДК 539.219.2

О ЗАРОЖДЕНИИ ТРЕЩИН ВБЛИЗИ ИСТОЧНИКОВ НАПРЯЖЕНИЙ СО СЛАБЫМИ РАСХОДИМОСТЯМИ

© 2023 г. С. В. Кириков^а, В. Н. Перевезенцев^{а, б}, А. С. Пупынин^{а, *}

^аФедеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук”,
ул. Белинского, 85, Нижний Новгород, 603024 Россия

^бФедеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского”,
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022 Россия

*e-mail: pupyinin.as@gmail.com

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 05.06.2023 г.

Принята к публикации 14.07.2023 г.

Получены аналитические выражения для конфигурационной силы и величины релаксации упругой энергии при зарождении микротрещины в малой окрестности произвольного сингулярного источника напряжений. При анализе условий зарождения трещины на источниках со слабыми расходимостями полей напряжений использованы представления о мгновенном зарождении трещины конечной длины. В качестве критерия зарождения такой трещины рассматривается одновременное выполнения силового и энергетического условий. В рамках этих представлений в конфигурационном пространстве параметров системы (геометрические характеристики и мощность мезодефектов, величина внешнего напряжения) определены области, в которых возможно зарождение трещин в случае комбинированного мезодефекта, представляющего собой суперпозицию диполя стыковых дисклинаций и планарного сдвигового мезодефекта. Показано, что зарождение трещины существенно облегчается при потере устойчивости сдвигового мезодефекта.

Ключевые слова: фрагментированная структура, ротационно-сдвиговые мезодефекты, микротрещины

DOI: 10.31857/S0015323023600193, **EDN:** PXJGMF

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям появлению микротрещин при вязком разрушении металлов и сплавов предшествует достаточно протяженная по шкале деформаций стадия эволюции дефектной структуры, в ходе которой исходные зерна поликристалла разбиваются на взаимно разориентированные области – фрагменты, с характерным размером 0.2–0.3 мкм, разделенные границами зерен деформационного происхождения [1]. Было показано, что основные закономерности этого явления (процесса фрагментации) можно объяснить исходя из представлений о линейных мезодефектах ротационного типа – стыковых дисклинаций, накапливающихся в стыках исходных зерен и фрагментов вследствие неоднородного пластического течения [2–8].

Фрагментированная структура на стадии предразрушения материала характеризуется не только малым размером фрагментов, но и предельно высокой концентрацией комбинированных ротационно-сдвиговых мезодефектов, имеющих как

поворотную, так и сдвиговую составляющие [9]. Как показано в работах [10–14], зарождение и накопление микротрещин происходит в тех областях материала, где формируется критическая фрагментированная структура. При возрастающих мощностях мезодефектов и интенсивности генерируемых ими растягивающих напряжений возможности релаксации напряжений в такой структуре путем формирования вторичных дислокационных структур оказываются исчерпанными. Причины такого развития событий могут быть связаны с подавлением дислокационного скольжения в окрестности мезодефектов вследствие исчерпания источников решеточных дислокаций, неблагоприятной ориентации зерен или фрагментов для протекания аккомодационной пластической деформации, упрочнения и т.п.

В последние годы появилось значительное число публикаций, посвященных анализу условий существования стабильных трещин в окрестности наиболее типичных для фрагментированной структуры мезодефектов – сдвиговых мезоде-

фектов, стыковых дисклинаций, диполей клиновых дисклинаций [15–26] и комбинированных ротационно–сдвиговых мезодефектов, представляющих собой суперпозицию планарного сдвигового мезодефекта и диполя дисклинаций [27–29]. Условия появления микротрещин в окрестности мезодефектов, с учетом конкретных механизмов их формирования в процессе деформирования рассматривались в [18, 19, 30]. Основное внимание в этих публикациях было уделено анализу областей существования и построению карт распределения длин стабильных трещин в конфигурационном пространстве параметров рассматриваемой системы (мощность мезодефектов, их геометрические характеристики, величина внешнего напряжения). В значительно меньшей степени исследованы условия зарождения трещин в окрестности упомянутых выше мезодефектов, представляющих собой сингулярные источники внутренних напряжений со слабой расходимостью упругого поля.

В настоящей работе проведен общий анализ конфигурационной силы и величины релаксации упругой энергии при формировании трещины вблизи таких источников напряжений. При выборе критерия зарождения трещины были использованы представления механики разрушения о мгновенном зарождении трещины конечной длины [31–35]. В качестве конкретного примера применения теории рассмотрено зарождение трещины в упругом поле наиболее типичного для фрагментированной структуры ротационно–сдвигового мезодефекта.

2. ИЗМЕНЕНИЕ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ТРЕЩИНЫ ВБЛИЗИ СИНГУЛЯРНЫХ ИСТОЧНИКОВ НАПРЯЖЕНИЙ

В механике разрушения анализ условий зарождения и распространения трещины базируется на расчете величины упругой энергии системы, высвобождающейся при формировании трещины. Получим аналитические выражения для интенсивности высвобождения и величины релаксации упругой энергии в случае зарождения трещины в достаточно малой окрестности сингулярного источника напряжений. Рассмотрим бесконечную упругоизотропную среду, характеризующуюся модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона ν . Поле упругих напряжений задается внешними однородными нагрузками и внутренними источниками напряжений. Выражения для изменения энергии системы ΔE при формировании трещины длиной l в поле упругих напряжений имеет вид:

$$\Delta E(l) = E(l) - E_0,$$

где $E(l)$ – энергия системы с трещиной, E_0 – энергия системы без трещины. Предположим, что релаксация упругой энергии $\Delta E_{el}(l)$ при зарождении трещины расходуется только на создание ее свободных поверхностей. В приближении, что эффективная удельная энергия свободной поверхности трещины γ не зависит от ее длины, величина $\Delta E(l)$ имеет вид:

$$\Delta E(l) = \Delta E_{el}(l) + 2\gamma l.$$

Определим $\Delta E_{el}(l)$ через конфигурационную силу $F(l)$ [36]:

$$\Delta E_{el}(l) = -\int_0^l F(l') dl', \quad (1)$$

где $F(l)$ – интенсивность выделения упругой энергии. В случае плоской деформации выражение для $F(l)$ имеет вид:

$$F(l) \equiv -\frac{dE_{el}}{dl} = F_I(l) + F_{II}(l), \quad (2)$$

$$F_I(l) = \frac{l}{8D} \bar{\sigma}_{\varphi\varphi}^2, \quad F_{II}(l) = \frac{l}{8D} \bar{\sigma}_{r\varphi}^2,$$

где $F_I(l), F_{II}(l)$ – нормальная и сдвиговая составляющие конфигурационной силы, $D = G/2\pi(1-\nu)$, $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}, \bar{\sigma}_{r\varphi}$ – средневзвешенные напряжения:

$$\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}(\varphi) = \frac{2}{\pi l} \int_0^l \sigma_{\varphi\varphi}(r, \varphi) \sqrt{\frac{r}{l-r}} dr,$$

$$\bar{\sigma}_{r\varphi}(\varphi) = \frac{2}{\pi l} \int_0^l \sigma_{r\varphi}(r, \varphi) \sqrt{\frac{r}{l-r}} dr,$$

где $\sigma_{\varphi\varphi}(r, \varphi), \sigma_{r\varphi}(r, \varphi)$ – компоненты тензора напряжения в полярной системе координат (r, φ) . Асимптотические выражения для компонент σ_{ij} тензорного поля напряжений в малой окрестности сингулярных источников в общем случае могут быть заданы в виде:

$$\sigma_{ij} = \sum_{\alpha} C_{\alpha}^{(ij)} \frac{1}{r^{\alpha}} + C^{(ij)} \ln \left[\frac{r}{R_{\alpha}} \right], \quad (3)$$

где $\alpha, C_{\alpha}^{(ij)}, C^{(ij)}$ – константы, зависящие от типа источника напряжений, R_{α} – радиус экранирования упругого поля. Подставляя данное выражение в (2), конфигурационную силу в общем виде можно представить как

$$F(l) = F_{ln} + \sum_{\alpha} F_{\alpha} + \sum_{\alpha < \beta} F_{\alpha, \beta} + \sum_{\alpha} F_{\alpha, ln}, \quad (4)$$

где $F_{ln}, F_{\alpha}, F_{\alpha,\beta}, F_{\alpha,ln}$ определяются следующим образом:

$$F_{ln} = \frac{C^2 l}{8D} (\Phi + 1)^2, \quad F_{\alpha} = \frac{C_{\alpha}^2 l^{1-2\alpha}}{8D} g(\alpha)^2,$$

$$F_{\alpha,\beta} = \frac{C_{\alpha} C_{\beta} l^{1-\alpha-\beta}}{8D} g(\alpha)g(\beta),$$

$$F_{\alpha,ln} = \frac{C C_{\alpha} l^{1-\alpha}}{8D} g(\alpha) (\Phi + 1).$$

Здесь функции $g(\xi)$ и Φ имеют вид:

$$g(\xi) = \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2} - \xi\right)}{\Gamma(2 - \xi)}, \quad \Phi = \ln\left(\frac{l}{4R_{\alpha}}\right),$$

(Γ – гамма-функция). Соответствующее выражение для релаксации упругой энергии можно записать в виде:

$$\Delta E_{el}(l) = I_{ln} + \sum_{\alpha} I_{\alpha} + \sum_{\alpha < \beta} I_{\alpha,\beta} + \sum_{\alpha} I_{\alpha,ln}, \quad (5)$$

где $I_{ln}, I_{\alpha}, I_{\alpha,\beta}, I_{\alpha,ln}$ имеют вид:

$$I_{ln} = \frac{C^2 l^2}{8D} (2\Phi(l)^2 + 2\Phi(l) + 1), \quad I_{\alpha} = \frac{C_{\alpha}^2 l^{2-2\alpha}}{2\pi D} \frac{g(\alpha)^2}{2 - 2\alpha},$$

$$I_{\alpha,\beta} = \frac{C_{\alpha} C_{\beta} l^{2-\alpha-\beta}}{\pi D} \frac{g(\alpha)g(\beta)}{2 - \alpha - \beta},$$

$$I_{\alpha,ln} = \frac{C C_{\alpha} l^{2-\alpha}}{2\sqrt{\pi} D} \frac{g(\alpha)}{2 - \alpha} \left(\Phi(l) + \frac{1 - \alpha}{2 - \alpha} \right).$$

В зависимости от множества коэффициентов $A = \{\alpha_i\}$ источники напряжений принято разделять на источники со слабой расходимостью упругого поля, характеризующиеся тем, что $\forall \alpha_i \in A, \alpha_i < 1/2$, и источники с сильной расходимостью поля, характеризующиеся тем, что $\exists \alpha_i \in A, \alpha_i \geq 1/2$ [37]. Согласно данной классификации, источники внутренних напряжений, обладающие логарифмической расходимостью упругого поля, такие как дисклинации, планарные сдвиговые мезодефекты и их сочетания, относятся к источникам со слабой расходимостью. Нетрудно показать, что для источников этого типа конфигурационная сила стремится к нулю при стремлении длины трещины к нулю:

$$\lim_{l \rightarrow 0} F(l) = 0. \quad (6)$$

3. ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН В УПРУГОМ ПОЛЕ РОТАЦИОННО-СДВИГОВОГО МЕЗОДЕФЕКТА

При исследовании условий зарождения трещин вблизи сингулярных источников напряжений обычно используют следующие критерии:

Энергетический и комбинированный. Согласно первому из них, микротрещина зарождается при выполнении условия [36]:

$$\lim_{l \rightarrow 0} F(l) \geq 2\gamma.$$

При выполнении этого условия существует промежуток длин трещин $(0, l_{st}]$, внутри которого выполняется соотношение:

$$dE_{el} + 2\gamma l \leq 0.$$

При этом, если $l_{st} < +\infty$, то формируется стабильная трещина длины l_{st} , в противном случае, когда $l_{st} = +\infty$, формируется магистральная трещина. Данный критерий можно использовать в случае источников с сильной расходимостью, во время как для источников со слабой расходимостью, учитывая выражение (6), он дает физически неадекватный результат – трещина не зарождается ни при каких значениях параметров, характеризующих эти источники.

При анализе условий зарождения трещины воспользуемся вторым (комбинированным) критерием, предложенным в работе [38], согласно которому зарождение трещины длиной l происходит, если одновременно выполняются силовое и энергетическое условия (7):

$$\begin{cases} \sigma^{\Sigma}(r) \geq \sigma_0, \quad \forall r \in (0, l), \\ \Delta E_{el}(l) + 2\bar{\gamma}l \leq 0, \end{cases} \quad (7)$$

Первое из них (силовое) выполняется, если напряжения в любой точке внутри полуинтервала $(0, l]$ превышают предельную прочность на отрыв σ_0 (когезионную прочность границы зерна или кристаллической решетки, в зависимости от того, является ли трещина интеркристаллитной или транскристаллитной). Второе (энергетическое) условие выполняется, если энергетические затраты на образование свободных поверхностей при появлении трещины $2\bar{\gamma}l$ ($\bar{\gamma}$ – среднее значение удельной поверхностной энергии на длине трещины) компенсируются за счет уменьшения упругой энергии системы $\Delta E_{el}(l)$.

Рассмотрим применение данного критерия для случая зарождения трещины в упругом поле комбинированного ротационно-сдвигового мезодефекта, состоящего из диполя клиновых дисклинаций с векторами Франка $\pm \mathbf{w}_d$ и сдвигового мезодефекта с мощностью \mathbf{w}_{τ} , расположенного на границе зерна длиной $2a$. Для анализа условий зарождения микротрещины выберем полярную систему координат, полюс которой совпадает с отрицательной дисклинацией (рис. 1). Ассоциированный с системой координат базис имеет вид: $\mathbf{e}_r = (\cos \varphi, \sin \varphi)^T, \mathbf{e}_{\varphi} = (-\sin \varphi, \cos \varphi)^T$.

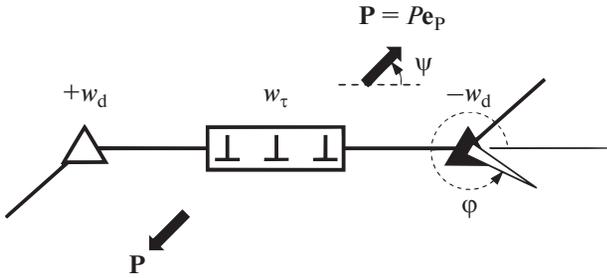


Рис. 1. Схематическое представление комбинированного мезодефекта.

Асимптотические поля упругих напряжений в малой окрестности отрицательной дисклинации ($r \ll 2a$) в заданной системе координат имеют вид [39]:

от диполя дисклинаций:

$$\sigma_{rr} = -\frac{Dw_d}{2}(2 - \cos 2\varphi - \Xi),$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{Dw_d}{2}(\Xi - \cos 2\varphi), \quad \sigma_{r\varphi} = -\frac{Dw_d}{2}\sin 2\varphi,$$

от сдвигового мезодефекта:

$$\sigma_{rr} = \frac{Dw_\tau}{2}(2\Lambda \cos^2 \varphi - \Xi \sin 2\varphi),$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{Dw_\tau}{2}(2\Lambda \sin^2 \varphi + \Xi \sin 2\varphi),$$

$$\sigma_{r\varphi} = \frac{Dw_\tau}{2}(1 - \Lambda \sin 2\varphi - \Xi \cos 2\varphi),$$

где Λ и Ξ определяются как:

$$\Lambda = \begin{cases} -2\varphi, & 0 \leq \varphi < \pi, \\ 4\pi - 2\varphi, & \pi \leq \varphi < 2\pi, \end{cases} \quad \Xi = 2 \ln \left[\frac{r}{2a} \right] + 1.$$

Внешнее напряжение σ^{ext} в случае одноосного растяжения определяется величиной нагрузки P и направлением оси растяжения $\mathbf{e}_p = (\cos \psi, \sin \psi)^T$:

$$\sigma^{\text{ext}} = P\mathbf{e}_p \otimes \mathbf{e}_p.$$

Проектируя σ^{ext} на базисные орты $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi$, получим компоненты внешнего напряжения:

$$\sigma_{rr}^{\text{ext}} = P \cos^2(\varphi - \psi), \quad \sigma_{\varphi\varphi}^{\text{ext}} = P \sin^2(\varphi - \psi),$$

$$\sigma_{r\varphi}^{\text{ext}} = -\frac{P}{2} \sin(2(\varphi - \psi)),$$

С учетом асимптотических выражений коэффициенты $C_\alpha^{(\varphi\varphi)}, C^{(\varphi\varphi)}$ и $C_\alpha^{(r\varphi)}, C^{(r\varphi)}$ в выражении (3) можно записать в виде:

$$C_0^{\varphi\varphi} = P \sin^2(\varphi - \psi) + \frac{D}{2}(w_\tau \Lambda_1 + 2w_d \sin^2 \varphi),$$

$$C_0^{r\varphi} = -\frac{P}{2} \sin(2(\varphi - \psi)) + \frac{D}{2}(w_\tau \Lambda_2 - w_d \sin 2\varphi),$$

$$C^{\varphi\varphi} = Dw_\tau \sin 2\varphi + Dw_d, \quad C^{r\varphi} = -Dw_\tau \cos 2\varphi.$$

Здесь $\Lambda_1 = 2\Lambda(\varphi) \sin^2 \varphi + \sin 2\varphi$, $\Lambda_2 = 1 - \Lambda(\varphi) \sin 2\varphi - \cos 2\varphi$. Подставляя данные коэффициенты в (5), можно получить выражение для изменения упругой энергии при зарождении трещины в окрестности отрицательной стыковой дисклинации и использовать его при анализе выполнимости энергетического условия зарождения трещины (7).

Для определения условий зарождения микротрещины вдоль направления φ введем две вспомогательные величины l_E и l_σ :

■ l_E — минимальная длина трещины, при которой для фиксированных параметров ($w_d, w_\tau, 2a, \varphi$) выполняется равенство:

$$\Delta E(l_E) = 0.$$

В случае, если таких значений l_E нет, будем считать, что $l_E = +\infty$.

■ l_σ — максимальное значение длины участка, расположенного вдоль направления формирования трещины, такое, что для всех точек из промежутка $(0, l_\sigma]$ суммарное внутреннее и внешнее растягивающее напряжение $\sigma_{\varphi\varphi}^\Sigma(r) \geq \sigma_0$. Величину l_σ найдем из равенства $\sigma_{\varphi\varphi}^\Sigma(r = l_\sigma) = \sigma_0$. С учетом выражения (3) и найденных коэффициентов $C_0^{(\varphi\varphi)}, C^{(\varphi\varphi)}$ получим:

$$l_\sigma = 2a \exp \left[\frac{\sigma_0 - C_0^{\varphi\varphi}}{C^{\varphi\varphi}} \right].$$

Очевидно, что если $l_\sigma \geq l_E$, критерий (7) выполняется, как минимум, на участке l_E и, наоборот, при $l_\sigma < l_E$ не выполняется ни при какой длине трещины. При фиксированных значениях $w_\tau, 2a, \varphi$ величины l_σ и l_E являются монотонными функциями от мощности дисклинации w_d , причем l_E убывает, а l_σ возрастает при увеличении $|w_d|$. Величину мощности дисклинации w_{cr} , такую что $l_{cr} \equiv l_E(w_{cr}) = l_\sigma(w_{cr})$, будем называть критической. При фиксированных значениях $w_\tau, 2a, \varphi$ она задает промежуток $(w_{cr}, 0)$, где критерий (7) не выполняется, и промежуток $(-\infty, w_{cr}]$, где критерий (7) выполнен.

Найдем области выполнимости условий зарождения трещин в конфигурационном пространстве параметров модели при величине нагрузки $P = 0.01G$, $\psi = \pi/4$ и следующих значениях параметров $G = 45000$ МПа, $\nu = 0.3$, $\sigma_0 = E/10 = (1 + \nu)G/5$.

В качестве примера, на рис. 2 приведены зависимости суммарного растягивающего напряжения $\sigma_{\varphi\varphi}^\Sigma$ и изменения энергии ΔE от длины трещины l при фиксированных значениях $w_\tau = 0.03$,

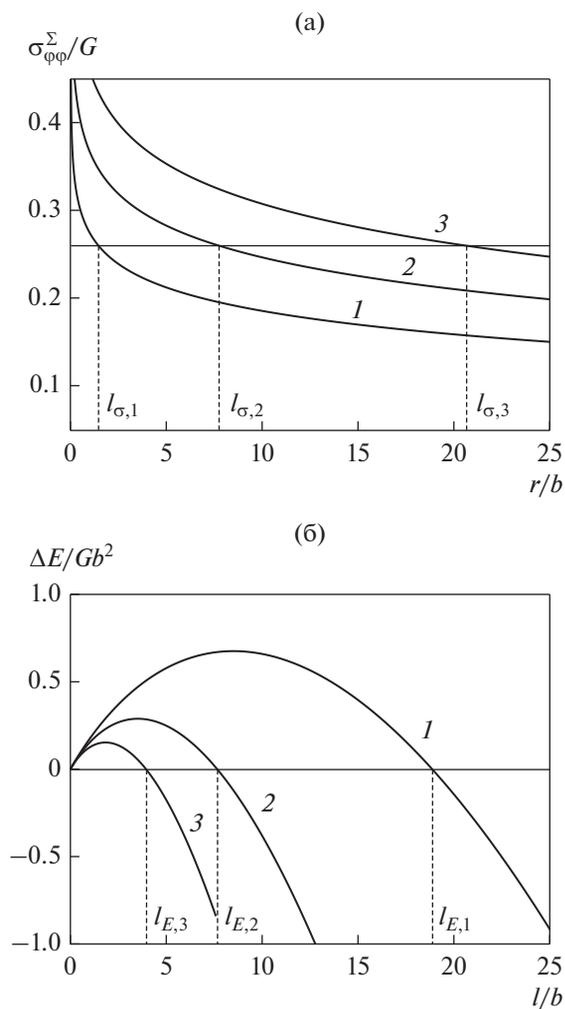


Рис. 2. Зависимость $\sigma_{\phi\phi}^{\Sigma}(r)$ (а) и $\Delta E(l)$ (б), рассчитанные при фиксированных значениях $w_{\tau} = 0.03$, $2a = 0.4$ мкм, $\phi = 320^{\circ}$ для разных значений мощности стыковой дисклинации: 1 – $w_d \approx -8.0^{\circ}$, 2 – $w_d = w_{cr} \approx -11.4^{\circ}$, 3 – $w_d \approx -14.9^{\circ}$.

$2a = 0.4$ мкм, $\phi = 320^{\circ}$ для разных значений w_d ($w_d \approx -8.0^{\circ}$, $w_d = w_{cr} \approx -11.4^{\circ}$, $w_d \approx -14.9^{\circ}$). Далее для каждой точки конфигурационного пространства $(w_{\tau}, 2a)$ найдем наиболее выгодную ориентацию трещины $\tilde{\phi}$, то есть такое направление ее распространения, при котором значение абсолютной величины мощности дисклинации минимально: $|\tilde{w}_{cr}(w_{\tau}, a)| = \min_{\phi} |w_{cr}(w_{\tau}, a, \phi)|$. На рис. 3 приведена зависимость величины $w_{cr}(w_{\tau}, a, \phi)$ от ориентации трещины при указанных выше значениях w_{τ} и $2a$. Видно, что наиболее оптимальная ориентация трещины соответствует $\tilde{\phi} = 326^{\circ}$ с $\tilde{w}_{cr} \approx -11.4^{\circ}$. Варьируя параметры $w_{\tau}, 2a$ в интервалах значений $[0, 0.04]$ и $[0.2, 0.4]$ мкм, соответ-

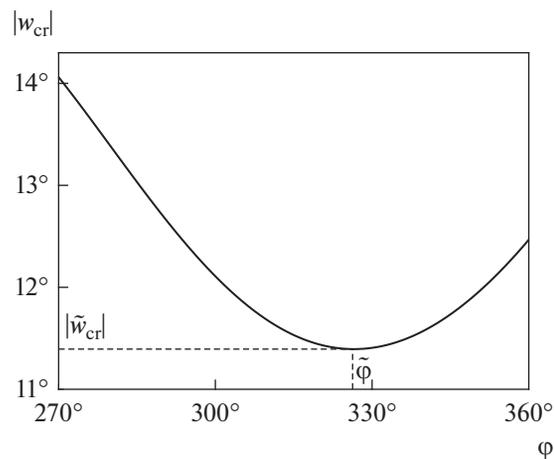


Рис. 3. Зависимость величины w_{cr} от ориентации трещины ϕ при фиксированных значениях $w_{\tau} = 0.03$, $2a = 0.4$ мкм.

ственно, получим зависимость $\tilde{w}_{cr} = \tilde{w}_{cr}(w_{\tau}, a, \phi)$ для наиболее благоприятных для зарождения ориентаций трещины $\tilde{\phi}$, отделяющую область параметров, в которой возможно зарождение трещины $|\tilde{w}_{cr}| \geq |w_d|$, от области $|\tilde{w}_{cr}| < |w_d|$, где трещина не зарождается. На рис. 4 представлены контурные графики критической мощности дисклинации \tilde{w}_{cr} в конфигурационном пространстве $(w_{\tau}, 2a)$ при разных значениях параметров: $\bar{\gamma} = Gb/10$, $\sigma_0 = (1 + \nu)G/5$ (рис. 4а), $\bar{\gamma} = Gb/15$, $\sigma_0 = (1 + \nu)G/7$ (рис. 4б). Как видно из представленных результатов, величина критической мощности стыковых дисклинаций при характерных размерах фрагментов 0.2–0.3 мкм варьируется в диапазоне от 8° до 14° в зависимости от значений $\bar{\gamma}$ и σ_0 , в то время как наблюдающиеся на эксперименте значения мощности дисклинаций на стадии предразрушения не превышают 5° – 7° . Тем не менее величину критической мощности дисклинаций можно существенно понизить, если рассмотреть зарождение микротрещины в случае потери устойчивости сдвигового мезодефекта [30, 40].

Потеря устойчивости сдвигового мезодефекта приводит к концентрации напряжений вблизи стыка зерен и облегчению условий для появления в его окрестности зародышевой трещины. Для иллюстрации сказанного представим исходный сдвиговой мезодефект в виде равномерного распределения n дискретных виртуальных дислокаций с вектора Бюргерса $b_{\tau} = 2aw_{\tau}/n$. Условием потери устойчивости мезодефекта считали превышение действующих на дислокации сдвиговых напряжений некоторого порогового значения τ_0 . При выполнении этого критерия виртуальные дислокации перемещались вдоль границы зерна,

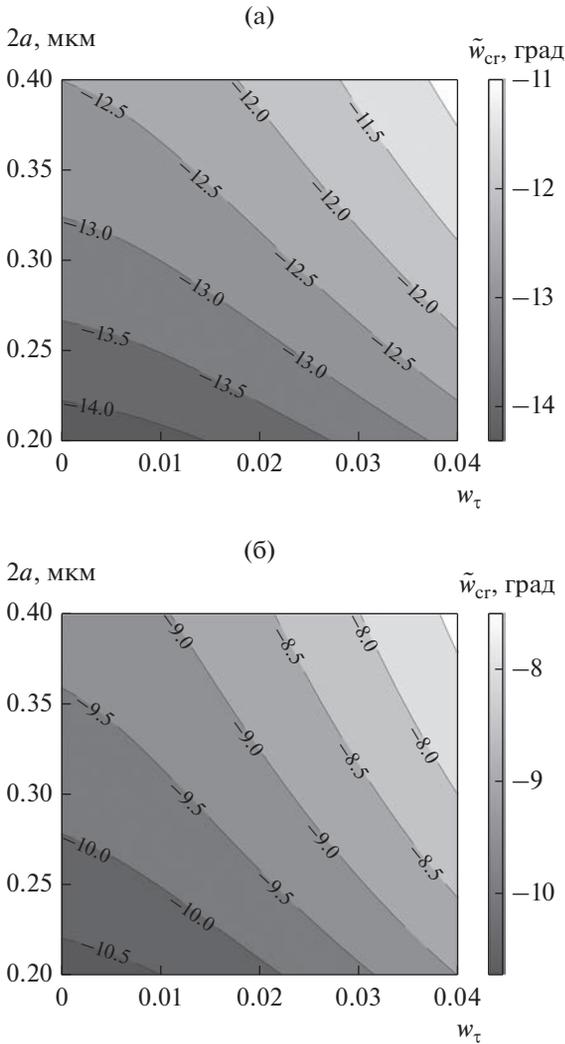


Рис. 4. Контурные графики величины \tilde{w}_{cr} в конфигурационном пространстве w_τ и $2a$ при а) $\bar{\gamma} = Gb/10$, $\sigma_0 = (1 + \nu)G/5$; б) $\bar{\gamma} = Gb/15$, $\sigma_0 = (1 + \nu)G/7$.

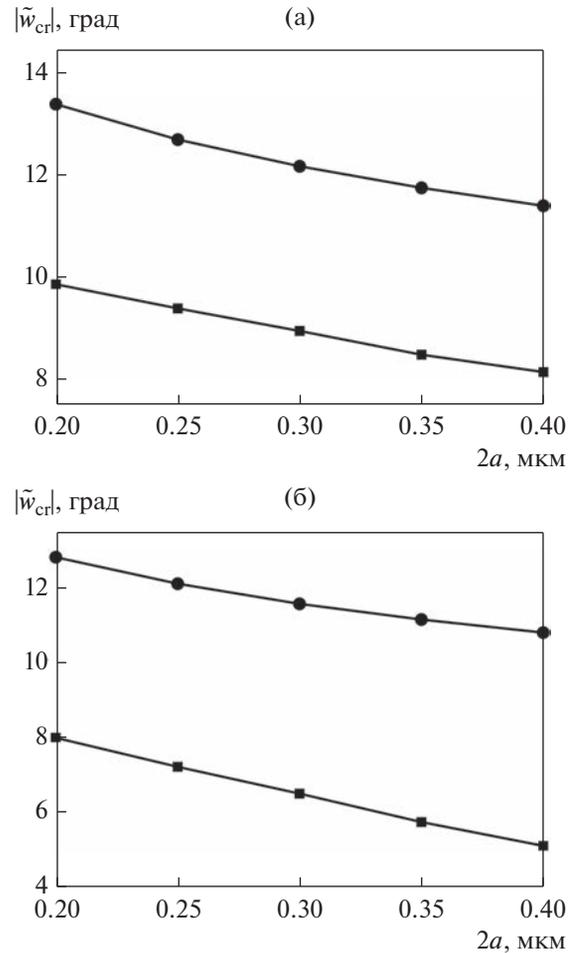


Рис. 5. Зависимости \tilde{w}_{cr} от длины границы $2a$ (● – зарождение трещины в упругом поле комбинированного мезодефекта, ■ – зарождение трещины при потере устойчивости сдвигового мезодефекта), рассчитанные при $\bar{\gamma} = Gb/10$, $\tau_0 = 0.008G$: (а) $w_\tau = 0.03$; (б) $w_\tau = 0.04$.

осуществляя наведенное зернограничное проскальзывание. Равновесное распределение виртуальных дислокаций после потери устойчивости сдвигового мезодефекта отыскивалось методом динамики дискретных дислокаций. При моделировании использовали квази-вязкое приближение, при котором движение дислокаций описывается системой дифференциальных уравнений [40]:

$$\begin{cases} \dot{x}_i = M(\tau_i, \tau_0)F_i, \\ x_i(0) = -2a + 2a(i - 1)/(n - 1), \end{cases} \quad i = \overline{1, n},$$

где x_i – координата i -й дислокации, F_i – сила Пича–Келера, действующая на i -ю дислокацию, $\tau_i = \tau^{ext} + \tau_i^{disl}$ – суммарное сдвиговое напряжение в точке x_i , τ^{ext} – сдвиговая компонента внеш-

него напряжения, τ_i^{disl} – сдвиговая компонента напряжений, действующих на i -ю дислокацию со стороны всех остальных виртуальных дислокаций сдвигового мезодефекта. Функция подвижности дислокаций $M(\tau_i, \tau_0)$ задавалась в виде ступенчатой функции от величины суммарного сдвигового напряжения [40]. Стыки зерен рассматривались как непроницаемые барьеры для дислокаций. После определения равновесной конфигурации дислокаций были проведены численные расчеты суммарного поля внешних растягивающих напряжений. Используя описанную выше процедуру определения величины \tilde{w}_{cr} , были получены зависимости критической мощности дисклинаций от длины границы при заданных значениях $\bar{\gamma} = Gb/10$ и $\tau_0 = 8 \times 10^{-3}G$, рис. 5 (верхняя кривая – исходное состояние, нижняя кривая – после потери устой-

чивости мезодефекта). Из представленных зависимостей видно, что критические мощности дисклинаций в этих условиях при размерах фрагментов 0.3–0.4 мкм варьируются в интервале 4.5° – 7.0° . Таким образом, при учете проскальзывания критическая мощность дисклинации может быть существенно снижена примерно на 20–40% в зависимости от параметров w_τ и $2a$. Например, при $w_\tau = 0.03$, $2a = 0.4$ мкм, соответствующее значение $\tilde{\psi}_{cr} = -8.15^\circ$ (без учета проскальзывания $\tilde{\psi}_{cr} = -11.39^\circ$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из проведенного анализа, для зарождения трещины в упругом поле типичного для фрагментированной структуры ротационно-сдвигового мезодефекта, представляющего собой суперпозицию диполя клиновых стыковых дисклинаций и планарного сдвигового мезодефекта, необходима мощность стыковых дисклинаций, существенно превышающая экспериментально наблюдаемые значения. Наведенное атермическое зернограничное проскальзывание, связанное с потерей устойчивости сдвиговой компоненты мезодефекта, существенно облегчает процесс зарождения трещины. Таким образом, в рамках рассмотренной упрощенной модели можно сделать важный вывод о том, что процесс трещинообразования в материалах с фрагментированной структурой может быть инициирован атермическим наведенным проскальзыванием по границам зерен.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 21-19-00366.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
2. Рыбин В.В., Зисман А.А., Золоторевский Н.Ю. Стыковые дисклинации в пластически деформируемых кристаллах // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 181–186.
3. Rybin V.V., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. Junction disclinations in plastically deformed crystals // Acta Metall. Mater. 1993. V. 41. № 7. P. 2211–2217.
4. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986. 224 с.
5. Enikeev N.A., Orlova T.S., Alexandrov I.V., Romanov A.E. A physical criterion on grain subdivision during SPD // Solid State Phenomena. 2005. V. 101–102. P. 319–324.
6. Nazarov A.A., Enikeev N.A., Orlova T.S., Romanov A.E., Alexandrov I.V., Beyerlein I.J., Valiev R.Z. Analysis of substructure evolution during simple shear of polycrystals by means of combined viscoplastic self-consistent and disclination modeling approach // Acta Mater. 2006. V. 54. № 4. P. 985–995.
7. Romanov A.E., Kolesnikova A.L. Application of disclination concept to solid structures // Progr. Mater. Sci. 2009. V. 54. № 6. P. 740–769.
8. Рыбин В.В., Перевезенцев В.Н., Свирина Ю.В. Физическая модель начальных стадий фрагментации поликристаллов в ходе развитой пластической деформации // ФММ. 2017. Т. 118. № 12. С. 999–1003.
9. Zisman A.A., Rybin V.V. Basic configurations of interfacial and junction defects induced in a polycrystal by deformation of grains // Acta Mater. 1996. V. 44. P. 403–407.
10. Рыбин В.В., Вергазов А.Н., Соломко Ю.В. Закономерности внутризеренного разрушения металлов с ОЦК решеткой // ФММ. 1978. Т. 46. № 3. С. 582–596.
11. Gardner R.N., Pollock T.C., Wilsdorf H.G.F. Crack initiation at dislocation cell boundaries in the ductile fracture of metals // Mater. Sci. Eng. 1977. V. 29. P. 169–174.
12. Koneva N.A., Trishkina L.I., Cherkasova T.V. Gradient dislocation substructures at fracture of polycrystalline Cu–Mn alloys // Lett. Mater. 2018. V. 8. № 4. P. 435–439.
13. Рыбин В.В., Жуковский И.М. Дисклинационный механизм образования микротрещин // ФТТ. 1978. Т. 20. № 6. С. 1829–1835.
14. Жуковский И.М., Рыбин В.В. Равновесные трещины во фрагментированных кристаллах // ФТТ. 1991. Т. 33. В. 4. С. 1286–1292.
15. Vladimirov V.I., Gutkin M.Y., Romanov A.E. Effect of lamellar terminations on the physicomechanical properties of eutectic composites // Mech. Comp. Mater. 1987. V. 23. P. 313–319.
16. Gutkin M.Y., Ovid'ko I.A. Disclinations, amorphization and microcrack generation at grain boundary junctions in polycrystalline solids // Phil. Mag. A. 1994. V. 70. № 4. P. 561–575.
17. Gutkin M.Y., Ovid'ko I.A. Nanocracks at grain boundaries in nanocrystalline materials // Phil. Mag. Lett. 2004. V. 84. № 10. P. 655–663.
18. Gutkin M.Y., Ovid'ko I.A., Skiba N.V. Generation of nanocracks at grain boundary disclinations in nanocomposite materials // Rev. Adv. Mater. Sci. 2005. V. 10. P. 483–489.
19. Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. Triple junction nanocracks in deformed nanocrystalline materials // Acta Mater. 2004. V. 52. № 5. P. 1201–1209.
20. Wu M.S., Zhou K., Nazarov A.A. Stability and relaxation mechanisms of a wedge disclination in an HCP bicrystalline nanowire // Model. Simul. Mater. Sci. Eng. 2006. V. 14. № 4. P. 647.
21. Luo J., Zhou K., Xiao Z.M. Stress investigation on a Griffith crack initiated from an eccentric disclination in a cylinder // Acta mech. 2009. V. 202. № 1. P. 65–77.
22. Luo J., Xiao Z.M., Zhou K. Stress analysis on a Zener crack nucleation from an eccentric wedge disclination in a cylinder // Int. J. Eng. Sci. 2009. V. 47. № 9. P. 811–820.
23. Wang T., Luo J., Xiao Z., Chen J. On the nucleation of a Zener crack from a wedge disclination dipole in the presence of a circular inhomogeneity // Eur. J. Mech.-A/Solids. 2009. V. 28. № 4. P. 688–696.
24. Luo J., Li Z., Xiao Z. On the stress field and crack nucleation behavior of a disclinated nanowire with surface

- stress effects // *Acta Mech.* 2014. V. 225. № 11. P. 3187–3197.
25. *Wu M.S.* Energy analysis of Zener–Griffith crack nucleation from a disclination dipole // *Int. J. Plast.* 2018. V. 100. P. 142–155.
26. *Wu M.S.* Crack nucleation from a wedge disclination dipole with shift of rotation axes // *Int. J. Fract.* 2018. V. 212. № 1. P. 53–66.
27. *Кириков С.В., Перевезенцев В.Н.* Анализ условий существования стабильных микротрещин в упругом поле напряжений от ротационно–сдвигового мезодефекта // *Письма о материалах.* 2021. Т. 11. № 1(41). С. 50–54.
28. *Кириков С.В., Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С.* О влиянии внешнего напряжения на устойчивость трещины, расположенной вблизи диполя клиновых дисклинаций // *ФММ.* 2021. Т. 122. № 8. С. 880–885.
29. *Perevesentsev V.N., Kirikov S.V., Zolotarevsky N.Yu.* Analysis of the conditions of crack nucleation during lattice dislocations transition through grain boundary // *Mater. Phys. Mech.* 2022. V. 49. № 1. P. 173–181.
30. *Perevezentsev V.N., Kirikov S.V., Svirina Ju.V.* The role of a shear planar meso defect in the nucleation of a crack at a grain junction due to athermal grain boundary sliding // *Lett. Mater.* 2021. V. 11. № 4(44). P. 467–472.
31. *Leguillon D.* Strength or toughness? A criterion for crack onset at a notch // *Eur. J. Mech. – A/Solids.* 2002. V. 21. № 1. P. 61–72.
32. *Taylor D., Cornetti P., Pugno N.* The fracture mechanics of finite crack extension // *Eng. Fract. Mech.* 2005. V. 72. P. 1021–1038.
33. *Taylor D.* The theory of critical distances // *Eng. Fract. Mech.* 2008. V. 75. № 7. P. 1696–1705.
34. *Weißgraeber P., Becker W., Leguillon D.* A review of Finite Fracture Mechanics: crack initiation at singular and non-singular stress raisers // *Arch. Appl. Mech. (Ing. Archiv).* 2016. V. 86. № 1–2. P. 375–401.
35. *Naimark O.B.* Duality of singularities of multiscale damage localization and crack advance: length variety in theory of critical distances // *Frattura ed Integrita Strutturale.* 2019. V. 13. № 49. P. 272–281.
36. *Инденбом В.Л.* О критериях разрушения в дислокационных теориях прочности // *ФТТ.* 1961. Т. 3. № 7. С. 2071–2079.
37. *Leguillon D., Siruguet K.* Finite fracture mechanics – application to the onset of a crack at a bimaterial corner // *IUTAM symposium on analytical and computational fracture mechanics of non-homogeneous materials.* Springer, Dordrecht, 2002. P. 11–18.
38. *Martin E., Leguillon D., Carrere N.* Finite fracture mechanics: a useful tool to analyze cracking mechanisms in composite materials // *The Structural Integrity of Carbon Fiber Composites.* Springer, Cham, 2017. P. 529–548.
39. *Кириков С.В., Пупынин А.С., Свирина Ю.В.* Анализ локальных полей упругих напряжений, генерируемых ротационно–сдвиговыми мезодефектами вблизи стыков зерен // *Проблемы прочности и пластичности.* 2021. Т. 83. № 2. С. 235–244.
40. *Кириков С.В., Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С.* Влияние стыковых дисклинаций на зарождение трещины при наведенном зернограницном проскальзывании // *Деформация и разрушение материалов.* 2023. № 2. С. 2–11.