

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА, ПОДВЕРГНУТОГО ПОПЕРЕЧНОМУ СДВИГУ ПРИ НАЛИЧИИ НАХОДЯЩЕГОСЯ ВДАЛИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ УПРУГОГО ЛИНЗОВИДНОГО ДВОЙНИКА

На основании методов нелинейной механики разрушения разработана модель твердого тела с упругим линзовидным двойником в случае, когда тело подвергнуто поперечному сдвигу. Рассчитаны поля напряжений у линзовидного двойника, находящегося вдали от поверхности. Изучена эволюция данных напряжений у двойника в зависимости от места положения стопора. Установлено, что искривление границ двойника приводит к увеличению концентрации у них напряжений.

Введение

В настоящее время проведено множество экспериментов, устанавливающих опасность механических двойников, как инициаторов зарождения микротрещин [1-4]. Установлено, что чаще трещина зарождается при пересечении растущего двойника с границей ранее существующего, или при встрече вершин двух двойников, распространяющихся в пересекающихся плоскостях [1]. Это возможно в силу высокой концентрации напряжений, создаваемой вершиной заторможенного двойника. Вероятность зарождения трещин у двойников зависит от реализуемой скольжением пластической деформации, уменьшающей концентрацию напряжений [1].

Опасность двойников как инициаторов разрушения зависит от способности блокировать движение дислокаций. Накопление же дислокаций в области сопряжения двойниковой прослойки с матрицей способно в ряде случаев приводить к разрыву [1]. Высокая концентрация напряжений в участках контакта двух двойников, отсутствие возможности их релаксации путем пластической деформации приводит к зарождению микротрещин.

Для определения областей зарождения обусловленных двойникованием трещин важно решение задач по расчету напряженно-деформированного состояния, созданного двойниковыми границами. Так как двойникование является процессом, родственным разрушению, то и для описания этих явлений используется схожий математический аппарат [5, 6].

Целью данной работы стал расчет полей напряжений и деформаций, обусловленных упругим двойникованием в условиях поперечного сдвига.

Постановка задачи. В рамках приближения сплошности среды рассмотрим двойник, у концентратора внутренних напряжений и находящийся вдали от поверхности в случае, когда твердое тело, в котором он находится, подвергнуто поперечному сдвигу (рис. 1). Как правило, такие двойники имеют линзовидную форму [7]. Двойник будем считать краевым [1]. Пусть вектор Бюргера двойникующих дислокаций такого двойника направлен вдоль оси OX (рис. 1). Тогда, используя методы нелинейной механики разрушения [5], для компонент тензора напряжений, созданных двойником, получим:

$$\sigma_{xx}^{nv}(x, y) = -\frac{\sigma_{xy}^{\infty}}{\pi} \int_{-L}^L \frac{(\xi - f(\xi)) [3(x - \xi)^2 - (y - f(\xi))^2]}{[(x - \xi)^2 + (y - f(\xi))^2]^2} \frac{\xi}{\sqrt{L^2 - \xi^2}} d\xi, \quad (1)$$

$$\sigma_{yy}^{nv}(x, y) = \frac{\sigma_{xy}^{\infty}}{\pi} \int_{-L}^L \frac{(y - f(\xi)) [(x - \xi)^2 - (y - f(\xi))^2]}{[(x - \xi)^2 + (y - f(\xi))^2]^2} \frac{\xi}{\sqrt{L^2 - \xi^2}} d\xi, \quad (2)$$

$$\sigma_{xy}^{nv}(x, y) = \sigma_{xy}^{\infty} + \frac{\sigma_{xy}^{\infty}}{\pi} \int_{-L}^L \frac{(x - \xi) [(x - \xi)^2 - (y - f(\xi))^2]}{[(x - \xi)^2 + (y - f(\xi))^2]^2} \frac{\xi}{\sqrt{L^2 - \xi^2}} d\xi. \quad (3)$$

Здесь σ_{xy}^∞ – внешние сдвиговые напряжения; L – половина длины двойника; ξ – параметр интегрирования; $f(\xi)$ – функция, определяющая форму тонкого упругого двойника.

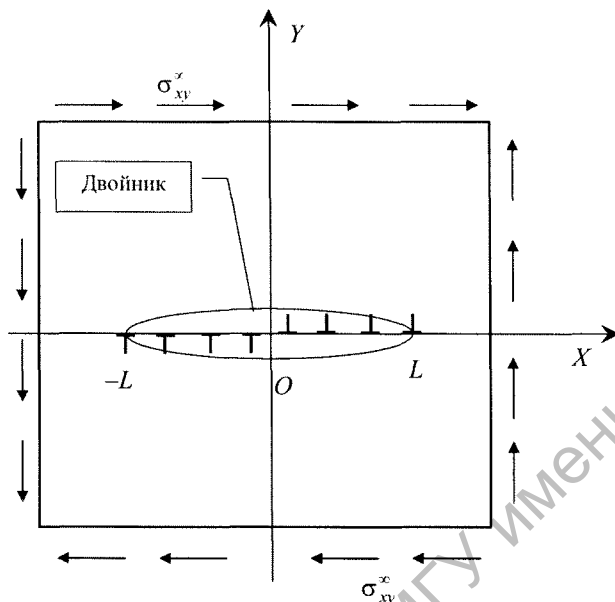


Рис. 1. Схематическое изображение упругого линзовидного двойника, в деформируемом сдвиговыми напряжениями твердом теле

Для рассматриваемой плоской задачи компоненты тензора деформаций могут быть определены из соотношений [8]:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{xx}^{nv} &= \frac{1}{E} [\sigma_{xx}^{nv} - \nu(\sigma_{yy}^{nv} + \sigma_{zz}^{nv})] \\ \varepsilon_{yy}^{nv} &= \frac{1}{E} [\sigma_{yy}^{nv} - \nu(\sigma_{xx}^{nv} + \sigma_{zz}^{nv})] \\ \varepsilon_{zz}^{nv} &= \frac{1}{E} [\sigma_{zz}^{nv} - \nu(\sigma_{xx}^{nv} + \sigma_{yy}^{nv})] \\ \varepsilon_{xy}^{nv} &= \frac{1}{2\mu} \sigma_{xy}^{nv} \\ \varepsilon_{xz}^{nv} &= \frac{1}{2\mu} \sigma_{xz}^{nv} \\ \varepsilon_{yz}^{nv} &= \frac{1}{2\mu} \sigma_{yz}^{nv} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где E – модуль Юнга; μ – модуль сдвига.

Плотность двойникующих дислокаций у упругого линзовидного двойника рассчитывается по формуле типа, приведенного в [5]:

$$\rho(\xi) = \frac{2(1-\nu)\sigma_{xy}^{\infty}}{\mu b} \frac{\xi}{\sqrt{L^2 - \xi^2}}. \quad (5)$$

Соответственно, ширина двойника определяется по формуле [5]:

$$h(\xi) = \frac{2(1-\nu)\sigma_{xy}^{\infty}}{\mu} \sqrt{L^2 - \xi^2}. \quad (6)$$

Результаты и их обсуждение. Расчетные данные приведены на рис. 2-4. Использовались следующие численные данные: $L = 50$ мкм; $a = 10$ мкм; $\sigma_{xy}^{\infty} = 10$ МПа. Рассматривалось три варианта: 1) двойник в бездефектной области деформируемого твердого тела (рис. 2); 2) упругий линзовидный двойник у стопора, находящегося у середины двойника (рис. 3 и 5, а); 3) двойник у стопора у одной из вершин двойника (рис. 4 и 5, б).

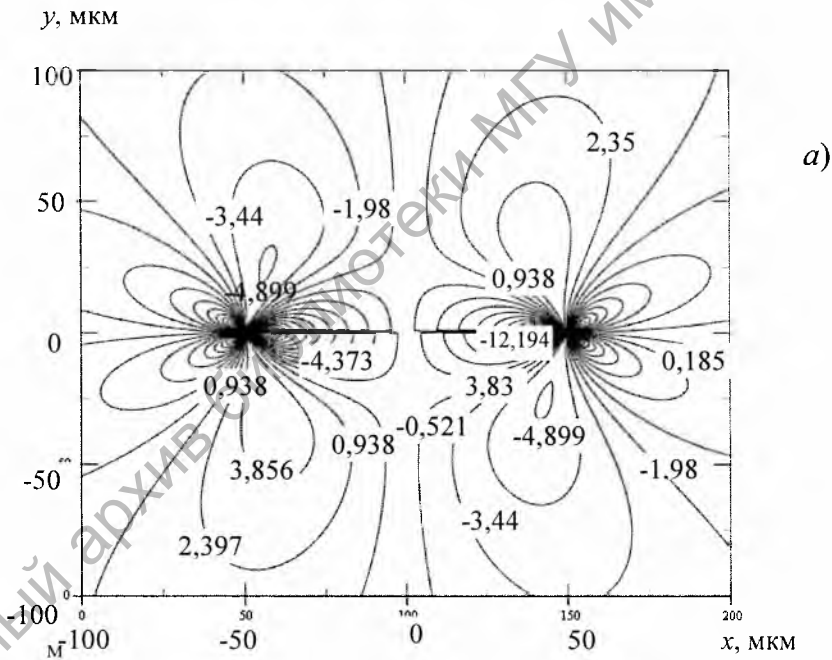


Рис. 2. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника в бездефектной области кристалла: а) $\sigma_{xx}^{nw}(x, y)$

На рис. 2 представлено распределение компонента тензора напряжений у упругого двойника в бездефектной области кристалла. Видно, что как нормальные $\sigma_{xx}^{nw}(x, y)$ и $\sigma_{yy}^{nw}(x, y)$ (рис. 2, а и б), так и сдвиговые

$\sigma_{xy}^{lr}(x, y)$ (рис. 2, в) напруження распределены симметрично относительно оси x . Роль концентратора напряжений выполняют вершины тонкого линзовидного двойника.

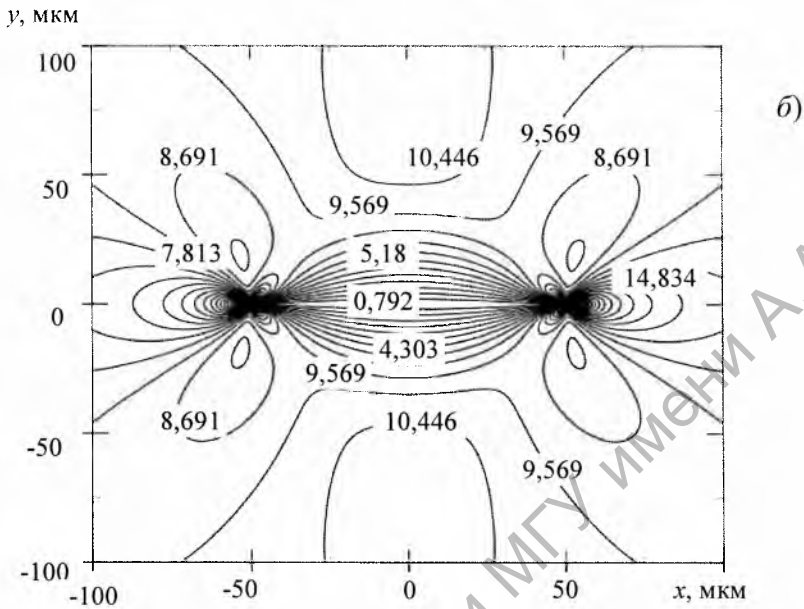


Рис. 2. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника в бездефектной области кристалла: б) $\sigma_{yy}^{lr}(x, y)$

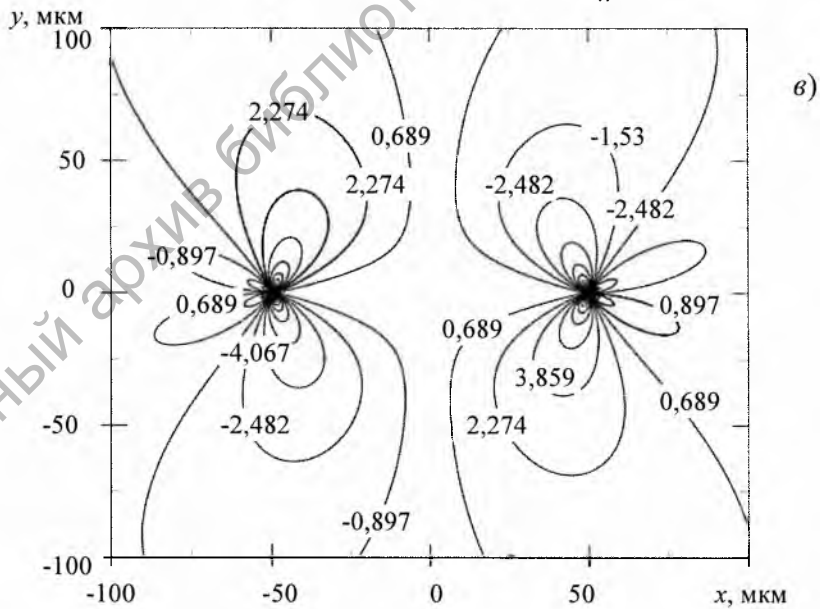


Рис. 2. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника в бездефектной области кристалла: в) $\sigma_{xy}^{lr}(x, y)$

При наличии стопора на оси y , как это показано на рис. 5 а, двойник огибает его, образуя форму параболы. В этом случае происходит смещение вершин двойника вдоль оси y . При этом напряжения локализуются не только у вершин двойника, но и у его границ (рис. 3). Это указывает на повышение степени некогерентности двойниковых границ и, следовательно, увеличение на них плотности двойнивающих дислокаций, приводящих к росту локализации напряжений у двойниковых границ.

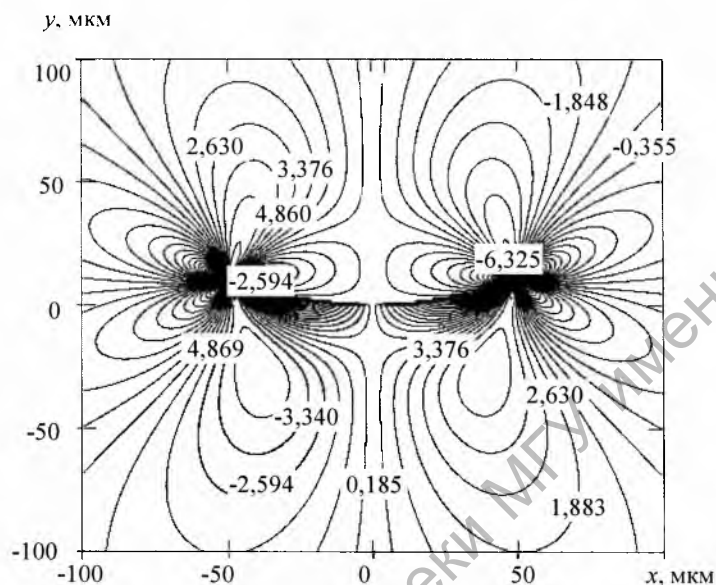


Рис. 3. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника

при наличии стопора на оси y : а) $\sigma_{xx}^{Dv}(x, y)$

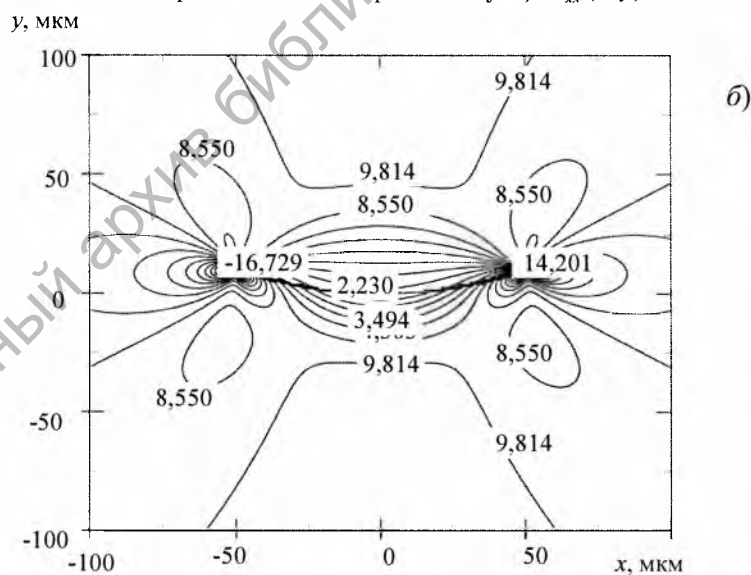


Рис. 3. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника

при наличии стопора на оси y : б) $\sigma_{yy}^{Dv}(x, y)$

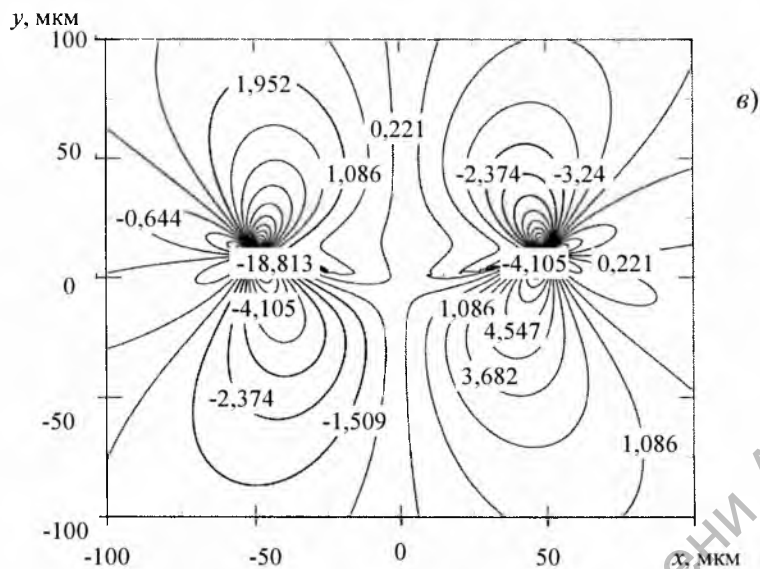


Рис. 3. Поля напряжений у лизовидного упругого двойника при наличии стопора на оси y : в) $\sigma_{yy}^{nv}(x, y)$

При наличии стопора у одной из вершин двойника (рис. 5, б) напряжения концентрируются по обе стороны от оси x . При этом максимальные напряжения локализуются у той вершины, где расположен стопор.

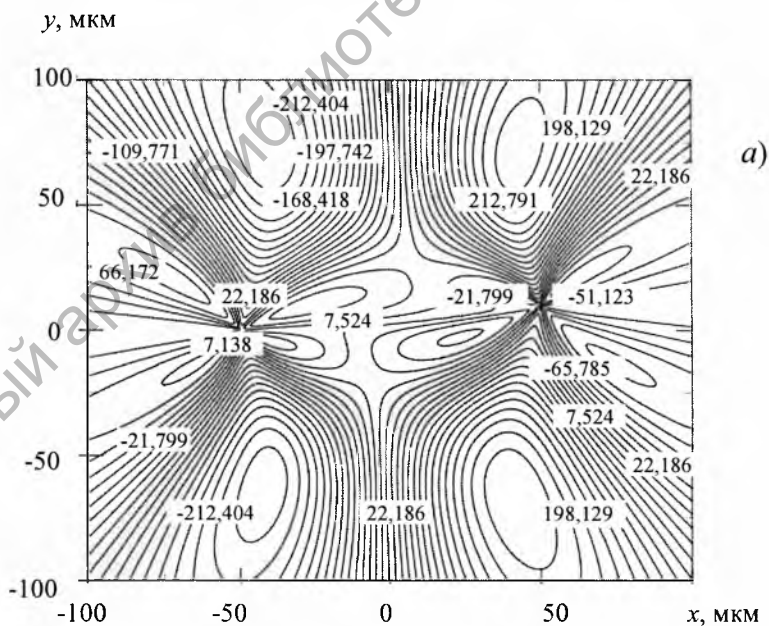
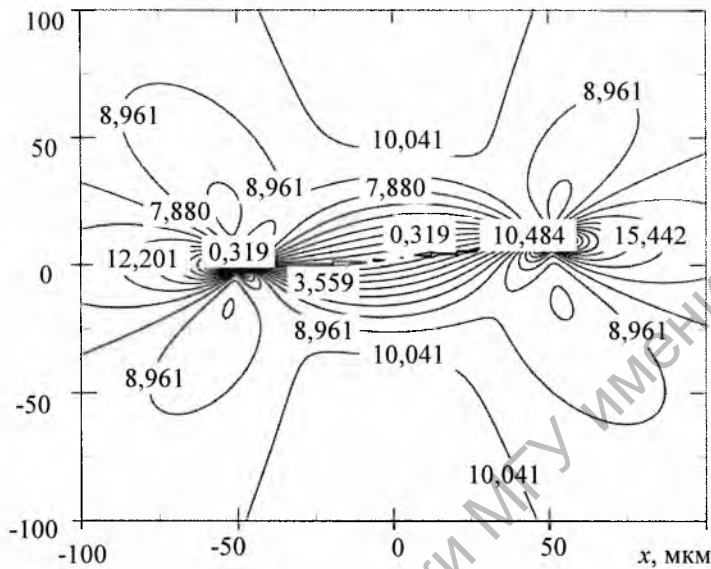


Рис. 4. Поля напряжений у лизовидного упругого двойника при наличии стопора на оси x : а) $\sigma_{xx}^{nv}(x, y)$

Рост напряжений у искривленных границ упругого двойника активизирует процесс генерации у них полных дислокаций, что в свою очередь при достаточной плотности данных дислокаций приводит к блокировке двойникоующих дислокаций и образованию остаточного двойника после снятия нагрузки.

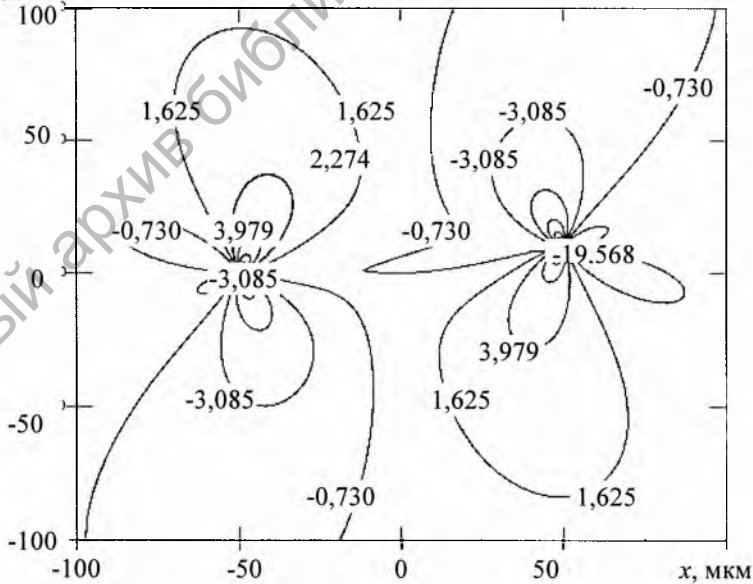
у, мкм



б)

Рис. 4. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника при наличии стопора на оси x: б) $\sigma_{yy}^{nr}(x, y)$

у, мкм



в)

Рис. 4. Поля напряжений у линзовидного упругого двойника при наличии стопора на оси x: в) $\sigma_{xx}^{nr}(x, y)$

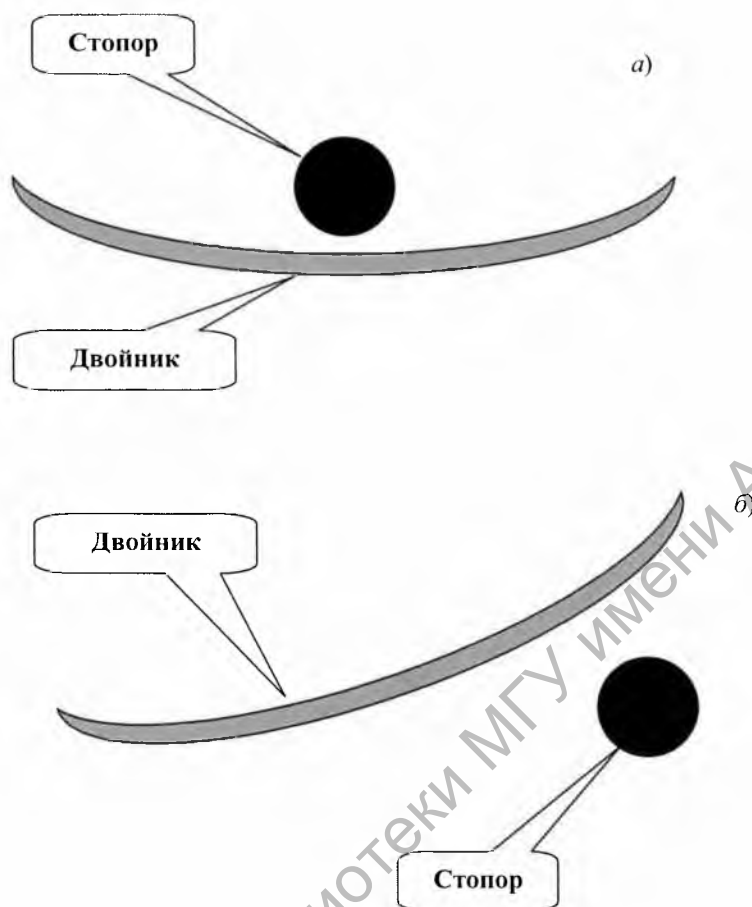


Рис. 5. Схематическое изображение тонкого упругого линзовидного двойника при наличии у него стопора: а – стопор у средней части двойника (на оси y); б – стопор у одной из вершин двойника (на оси x)

Заключение

Таким образом, на основании дислокационного подхода, с использованием методов нелинейной механики разрушения, разработан метод расчета напряжений у упругого линзовидного двойника в случае призматического образца, подвергнутого поперечным сдвиговым напряжениям. Показано, что максимальная плотность напряжений сконцентрирована у вершин клиновидного двойника. При этом зарождение трещины в вершинах двойника у стопора имеет большую вероятность, чем при у двойника в бездефектной области кристалла.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. **Финкель, В.М.** Разрушение кристаллов при механическом двойниковании / В.М. Финкель, В.А. Федоров, А.П. Королев. – Ростов н/Д, 1990. – 172 с.

2. **Федоров, В.А.** Образование трещин на границах зерен и двойников в цинке при охлаждении до низких температур / В.А. Федоров, В.М. Финкель, В.П. Плотников // Физика металлов и металловедение. – 1980. – Т. 49. – № 2. – С. 413–416.
3. **Финкель, В.М.** Кинетика двойникования и образования КР2 в цинке / В.М. Финкель, В.А. Федоров, В.П. Плотников // Физика металлов и металловедение. – 1979. – Т. 47. – № 4. – С. 867–870.
4. Влияние распределения дислокаций в границах двойника на зарождение микротрещин в его вершине / В.А. Федоров [и др.] // Физика твердого тела. – 2002. – Т. 44. – № 6. – С. 1057–1059.
5. **Астафьев, В.И.** Нелинейная механика разрушения / В.И. Астафьев, Ю.Н. Радасв, Л.В. Степанова. – Самара : Изд-во “Самарский университет”, 2001. – 562 с.
6. **Остриков, О.М.** Механика двойникования твердых тел : монография / О.М. Остриков. – Гомель : Учреждение образования “Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого”, 2008. – 301 с.
7. **Косевич, А.М.** Дислокации в теории упругости / А.М. Косевич. – Киев : Наук. Думка, 1978. – 220 с.
8. **Хирт, Дж.** Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М. : Атомиздат, 1972. – 600 с.

Поступила в редакцию 26.09.2013 г.