

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 548.24

М. Н. ВЕРЕЩАГИН, О. М. ОСТРИКОВ, Д. Б. ЗЮКОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ
У ПОЛОСЫ СДВИГА В АМОРФНОМ МАТЕРИАЛЕ

(Представлено академиком А. В. Степаненко)

Учреждение образования Гомельский государственный
технический университет им. П. О. Сухого

Поступило 30.12.2002

Введение. Для пластически деформируемых аморфных металлических материалов существует общепризнанный термин «полоса сдвига» [1–3]. Такой же термин применяется и для описания некоторых каналов пластической деформации и моно- или поликристаллов. Однако в случае аморфных материалов термин «полоса сдвига» обозначает совершенно иное по своей структуре образование по сравнению со средами, имеющими дальний порядок.

В настоящее время хорошо изученными являются полосы сдвига в упорядоченных кристаллических системах. В аморфных материалах полосы сдвига мало изучены и мало популяризованы. Остается ряд нерешенных вопросов с точки зрения понимания структуры полос сдвига и механизмов их зарождения. Поэтому на современном этапе исследования каналов пластической деформации металлических стекол актуальна и целесообразна выработка модельных физических представлений о полосах сдвига в аморфных материалах с целью возможности теоретических оценок и прогнозирования явлений, связанных с возникновением в аморфной матрице полосы сдвига.

Целью данной работы стало моделирование на основании дислокационного подхода Билби—Коттрелла—Свиндена [4] напряженного состояния у полосы сдвига в аморфном материале.

Постановка задачи. На рис. 1, а представлено схематическое изображение полосы сдвига, построенное на основании результатов высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии [1]. Как видно, основными структурными составляющими полос сдвига являются поры и области сцепления частей материала, находящихся по разные стороны плоскости сдвига (рис. 1, а).

На рис. 1, б представлена дислокационная модель полосы сдвига, построенная на основании подхода Билби—Коттрелла—Свиндена, согласно которому напряженное состояние у границ пор описывается напряжениями дислокационных скоплений. Для расчета напряжений в областях сцепления материала, находящегося по разные стороны плоскости сдвига, будем использовать дислокации противоположного зна-

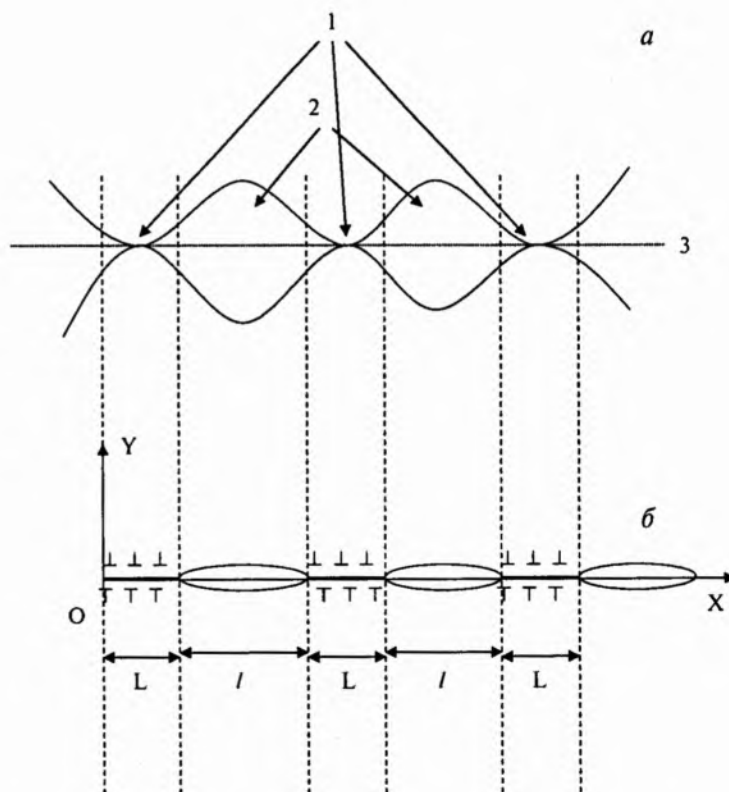


Рис. 1. Полоса сдвига. а — схематическое изображение: 1 — места сцепления частей материала, находящихся по разные стороны плоскости сдвига; 2 — поры; 3 — плоскость сдвига; б — дислокационная модель полосы сдвига

ка (рис. 1, б), как в модели Билби—Коттрелла—Свиндена для описания напряжений на разных концах трещины использовались дислокации противоположного знака. Эффекты, связанные с наличием свободных поверхностей у пор, для простоты расчетов в данной модели учитывать не будем. Это допустимо потому, что в данной работе нас будут интересовать в первую очередь далекодействующие напряжения, с другой стороны, расстояние между свободными поверхностями у рассматриваемых нами пор пренебрежимо мало.

Для простоты расчетов и без ущерба для общности результатов исследований полагаются следующие допущения: длина цепочек дислокаций одинакова и равна L ; размеры пор также одинаковы и равны l (рис. 1, б). В общем случае данные расстояния могут быть различными. Рассмотрим случай, когда напряжения в областях сцепления моделируются краевыми дислокациями. Тогда не трудно показать, что напряженное состояние у полосы сдвига можно описать соотношениями

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \left[\sum_{m=0}^M \sum_{n_1=0}^{N_1} \frac{y[3(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2+y^2]}{[(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2+y^2]^2} - \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=0}^M \sum_{n_2=0}^{N_2} \frac{y[3(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2+y^2]}{[(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2+y^2]^2} \right]; \\ \sigma_{yy} &= \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \left[\sum_{m=0}^M \sum_{n_1=0}^{N_1} \frac{y[(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2-y^2]}{[(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2+y^2]^2} - \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=0}^M \sum_{n_2=0}^{N_2} \frac{y[(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2-y^2]}{[(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2+y^2]^2} \right]; \\ \sigma_{zz} &= -\frac{\mu b\nu}{\pi(1-\nu)} \left[\sum_{m=0}^M \sum_{n_1=0}^{N_1} \frac{y^2}{(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2+y^2} - \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=0}^M \sum_{n_2=0}^{N_2} \frac{y^2}{(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2+y^2} \right]; \\ \sigma_{xy} &= \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \left[\sum_{m=0}^M \sum_{n_1=0}^{N_1} \frac{(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))[(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2-y^2]}{[(x+n_1d_1+m(l+N_1d_1))^2+y^2]^2} - \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=0}^M \sum_{n_2=0}^{N_2} \frac{(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))[(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2-y^2]}{[(x+n_2d_2+m(l+N_2d_2))^2+y^2]^2} \right],\end{aligned}\quad (1)$$

где μ — модуль сдвига; b — модуль вектора Бюргерса; ν — коэффициент Пуассона; M — число пор; N_1 и N_2 — число дислокаций с положительной и отрицательной величиной вектора Бюргерса соответственно; m , n_1 и n_2 — индексы суммирования; d_1 и d_2 — расстояния между дислокациями.

Соотношения (1) получены на основании принципа суперпозиции. При этом суммировались напряжения, создаваемые каждой дислокацией рассматриваемых скоплений. Это позволило в выражениях для расчета напряжений у единичной дислокации [5] произвести замену $x \rightarrow x + n_i d_i + m(l + N_i d_i)$ (здесь i равно 1 или 2).

Следует отметить, что в (1) первое слагаемое дает расчет напряжений, создаваемых дислокациями с положительной величиной вектора Бюргерса, а второе — с отрицательной. При равном числе дислокаций противоположного знака и при условии $d_1 = d_2$, как следует из (1), напряжения у полосы сдвига равны нулю. Поэтому напряженное состояние у полосы сдвига согласно предлагаемой модели во многом определяется величиной $\Delta d = d_1 - d_2$.

Результаты и их обсуждение. Результаты расчетов представлены на рис. 2. Для удобства расчетов, строились не зависимости $\sigma_{ij} = f(x, y)$, а аналогичные по виду функции $\sigma_{ij}^* =$

$f(x, y)$, где $\sigma_{xx}^* = -\sigma_{xx}/A$, $\sigma_{yy}^* = \sigma_{yy}/A$, $\sigma_{xy}^* = \sigma_{xy}/A$ (здесь $A = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}$), $\sigma_{zz}^* = -\sigma_{zz}/B$

(здесь $B = \frac{\mu b\nu}{\pi(1-\nu)}$). При построении полей напряжений, показанных на рис. 2, принималось $\Delta d = 0,25$; $M = 4$; $N_1 = N_2 = 10$.

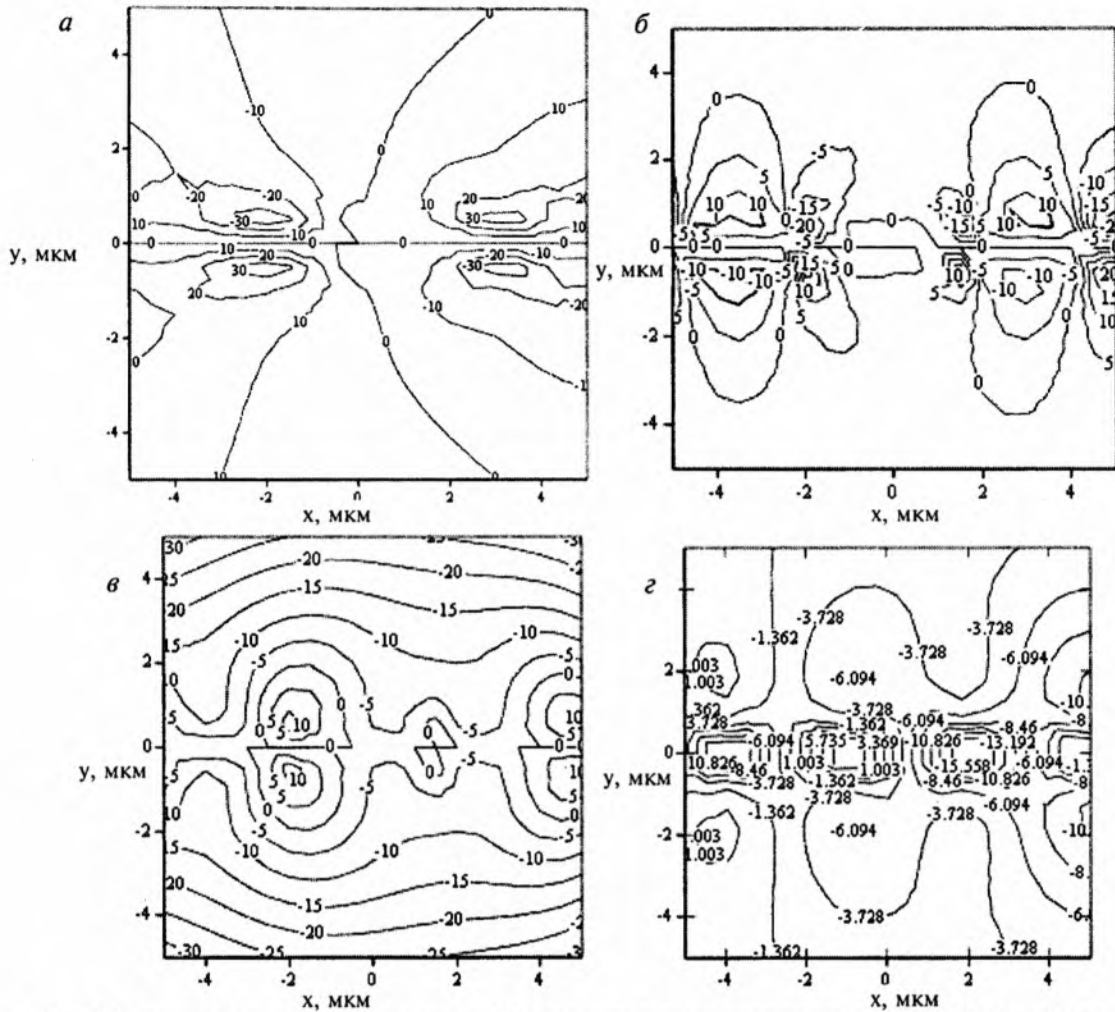


Рис. 2. Поля напряжений у полосы сдвига. Компоненты тензора напряжений: а) σ_{xx}^* ; б) σ_{yy}^* ; в) σ_{zz}^* ; г) σ_{xy}^*

Из рис. 2, а видно распределение нормальных напряжений σ_{xx}^* у полосы сдвига. Рассматриваемые напряжения знакопеременны по отношению к плоскости, в которой находится полоса сдвига. Аналогичная ситуация наблюдается и для приведенной компоненты тензора напряжений σ_{yy}^* (рис. 2, б). Нормальные напряжения σ_{xx}^* и σ_{yy}^* локализованы у полосы сдвига и убывают с удалением от нее.

Иная ситуация наблюдается в случае напряжений σ_{zz}^* . Данные напряжения не знакопеременны и локализуются вдали от полосы сдвига (рис. 2, в). Скалывающие напряжения σ_{xy}^* имеют более сложный вид (рис. 2, г).

Выводы. Предложена дислокационная модель полосы сдвига в аморфном материале. Модель построена на подходе Билби—Коттрелла—Свиндена и учитывает особенности строения полосы сдвига. На основании модели рассчитаны поля напряжений у полосы сдвига.

Литература

1. Глезер А. М., Молотилев Б. В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. М., 1992.
2. Верещагин М. Н., Шепелевич В. Г., Остриков О. М., Цыбранкова С. Н. // Кристаллография. 2002. Т. 47, № 4. С. 691—696.
3. Верещагин М. Н., Шепелевич В. Г., Остриков О. М., Цыбранкова С. Н. // Физика металлов и металловедение. 2002. Т. 93, № 5. С. 101—104.
4. Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов. М., 1984.
5. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., 1972.

VERESCHAGIN M. N., OSTRIKOV O. M., ZYUKOV D. B.

MODELING OF STRESS STATE IN SHEAR BAND IN AMORPHOUS MATERIAL

Summary

Stress fields in shear Band in amorphous material are determined.