УДК 548.24

ВЕТВЛЕНИЕ ПОЛОС СДВИГА АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛОВ

М.Н. ВЕРЕЩАГИН, О.М. ОСТРИКОВ
Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Республика Беларусь

1. В работе [1] говорилось о том, что основными каналами пластической деформации твердых тел являются двойникование и скольжение. Однако аморфные материалы проявляют специфическую реакцию на деформирование. Как указывалось в [2], пластическая деформация конденсированных систем, не имеющих дальнего порядка, протекает путем развития специфических дефектов, называемых полосами сдвига. Следует отметить, что под общепринятым (см., например, [2]) термином «полоса сдвига» в аморфном материале подразумевается иное по своей структуре образование, по сравнению с полосами сдвига в моно- и поликристаллах. В настоящее время полосы сдвига в аморфных материалах являются малоизученным явлением, наблюдаемым в деформируемых твердых телах [3]. Нет непротиворечивой физической картины, полно отражающей механизмы пластической деформации аморфных материалов. Отсутствует модель, учитывающая все особенности внутреннего строения полос сдвига. Поэтому с научной точки зрения работа в данном направлении представляется актуальной и целесообразной. С практической точки зрения изучение механических свойств аморфных материалов важно в плане их применения в технике.

Целью данной работы стало изучение ветвления полос сдвига на основании дислокационной модели, учитывающей особенности внутреннего строения полосы сдвига.

2. Ветвление полос сдвига проявляется при интенсивной пластической деформации и является следствием взаимодействия полос сдвига с композиционными включениями, зернами кристаллической фазы или концентраторами напряжений. Подобное явление наблюдается, например, при двойниковании [4]. Это говорит о возможности проведения аналогий в развитии пластической деформации монокристаллических и аморфных материалов.

На рис. 1 показан случай ветвления полосы сдвига, возникшей у концентратора напряжения, в качестве которого в данной работе выступала алмазная пирамида Виккерса прибора ПМТ-3. В [2] приведено детальное изображение внутренней структуры полосы сдвига, на основании которого в данной работе предлагается дислокационная модель ветвящейся полосы сдвига, что схематически представлено на рис. 2. В качестве особенностей строения полос сдвига выступают поры и области сцепления частей аморфного материала, находящихся по разные стороны по отношению к плоскости сдвига. Эти особенности строения полос сдвига в модели, представленной на рис. 2, учтены путем чередования пор и цепочек краевых дислокаций. Следует отметить, что в реальном случае величины пор не одинаковы. Но в данной работе для простоты вычислений без ущерба для общности результатов предположим, что поры полосы сдвига одинаковы и длина отдельных дислокационных цепочек и число дислокаций в них также одинаковы. Свяжем начало декартовой системы координат с полосой сдвига так, как это показано на рис. 2. Тогда поля напряжений у прямолинейной полосы сдвига могут быть определены из соотношений:

$$\sigma_{xx} = -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \sum_{m=0}^{M}\sum_{n=0}^{N} \frac{y[3(x+nd+m(l+Nd))^2+y^2]}{[(x+nd+m(l+Nd))^2+y^2]^2};$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \sum_{m=0}^{M}\sum_{n=0}^{N} \frac{y[(x+nd+m(l+Nd))^2-y^2]}{[(x+nd+m(l+Nd))^2+y^2]^2}; \qquad (1)$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{\mu b\nu}{\pi(1-\nu)} \sum_{m=0}^{M}\sum_{n=0}^{N} \frac{y^2}{(x+nd+m(l+Nd))^2+y^2};$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \sum_{m=0}^{M}\sum_{n=0}^{N} \frac{(x+nd+m(l+Nd))[(x+nd+m(l+Nd))^2-y^2]}{[(x+nd+m(l+Nd))^2+y^2]^2},$$

где μ – модуль сдвига; b – вектор Бюргерса; ν – коэффициент Пуассона; m и n – индексы суммирования; M – число пор; N – число дислокаций в цепочке; l – размер пор; d – расстояние между дислокациями в дислокационных цепочках.

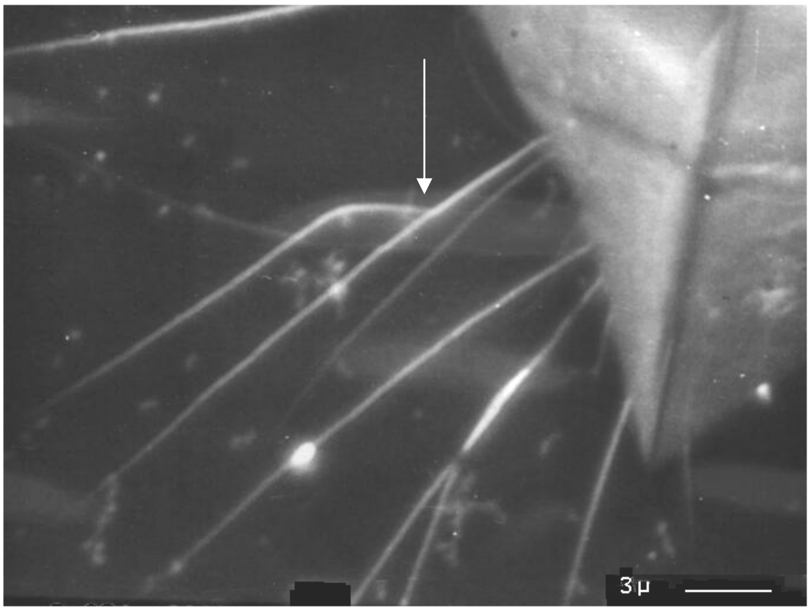


Рис. 1. Ветвление полосы сдвига. Снимок сделан с помощью растрового электронного микроскопа CamScan-4

Вообще говоря, понятие вектора Бюргерса в аморфной среде кристаллографически не определено. Однако в рассматриваемой модели дислокации используются для удобства математического описания напряженного состояния вблизи полосы сдвига. Поэтому величина вектора Бюргерса в рассматриваемой модели определяет мощность напряжений, возникающих в областях контакта структурных составляющих полосы сдвига. Направление вектора Бюргерса выбрано с учетом направления действия внешних сдвиговых напряжений.

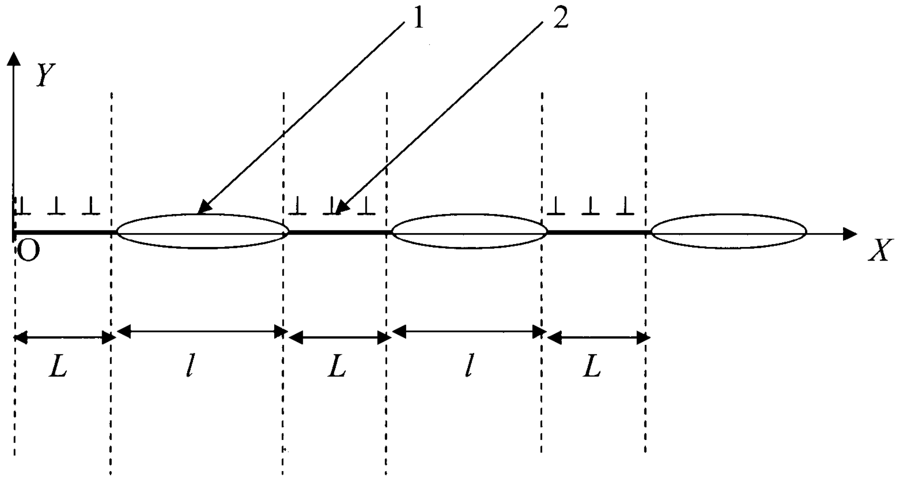


Рис. 2. Схема полосы сдвига: 1 – пора; 2 – дислокационная цепочка; *L* – размер дислокационной цепочки

На рис. 3 представлена модель ветвящейся полосы сдвига. Для упрощения задачи предположим, что отрезки AC и DE параллельны. Пусть расстояние между ними равно H. Тогда поля напряжений у отрезка AC ветвящейся полосы сдвига определятся по формуле (1). Не трудно показать, что поля напряжений у отрезка DE можно рассчитать из соотношений:

$$\sigma_{xx} = -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}\frac{(y+H)[3((x+L)+jd+i(l+Jd))^2+(y+H)^2]}{[((x+L)+jd+i(l+Jd))^2+(y+H)^2]^2};$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}\frac{(y+H)[((x+L)+jd+i(l+Jd))^2-(y+H)^2]}{[((x+L)+jd+i(l+Jd))^2+(y+H)^2]^2}; \tag{2}$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{\mu b\nu}{\pi(1-\nu)}\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}\frac{(y+H)^2}{((x+L)+jd+i(l+Jd))^2+(y+H)^2};$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}\frac{((x+L)+jd+i(l+Jd))[((x+L)+jd+i(l+Jd))^2-(y+H)^2]}{[((x+L)+jd+i(l+Jd))^2+(y+H)^2]^2},$$

где i и j – индексы суммирования; I – число пор, а J – число дислокаций в цепочке полосы сдвига, отмеченной отрезком DE на рис. 3.

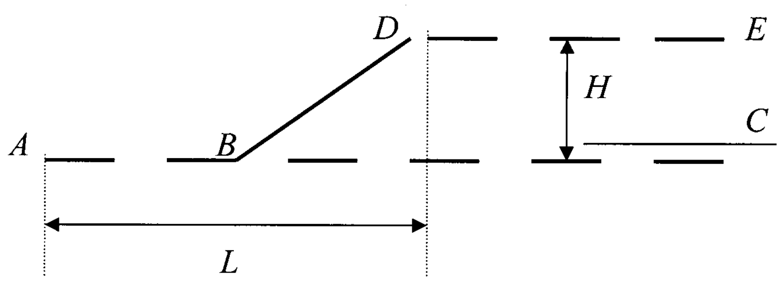


Рис. 3. Схема ветвящейся полосы сдвига. Отрезки – цепочки дислокаций. *AC* – материнская полоса сдвига; *BDE* – дочерняя полоса сдвига

Для простоты расчетов, без ущерба общности результатов, компоненты тензора напряжений, создаваемых отрезком BD ветвящейся полосы сдвига, определим как напряжения, формируемые дислокационной лестницей [5], схематически представленной на рис. 4. Пусть d и h – проекции, соответственно, на ось OX и OY отрезка, соединяющего две соседние дислокации (см. рис. 4). Тогда поля напряжений у рассматриваемого скопления дислокаций будут определяться из соотношений:

$$\sigma_{xx} = -\frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}\sum_{k=0}^{K}\frac{(y+kh)[3(x+kd+S)^2+(y+kh)^2]}{[(x+kd+S)^2+(y+kh)^2]^2};$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}\sum_{k=0}^{K}\frac{(y+kh)[(x+kd+S)^2-(y+kh)^2]}{[(x+kd+S)^2+(y+kh)^2]^2}; \qquad (3)$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{\mu b\nu}{\pi(1-\nu)}\sum_{k=0}^{K}\frac{(y+kh)^2}{[(x+kd+S)^2+(y+kh)^2]^2};$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}\sum_{k=0}^{K}\frac{(x+kd+S)[(x+kd+S)^2-(y+kh)^2]}{[(x+kd+S)^2+(y+kh)^2]^2},$$

где k – индекс суммирования; K – максимальное число дислокаций в скоплении; S – длина отрезка АВ (см. рис. 3).

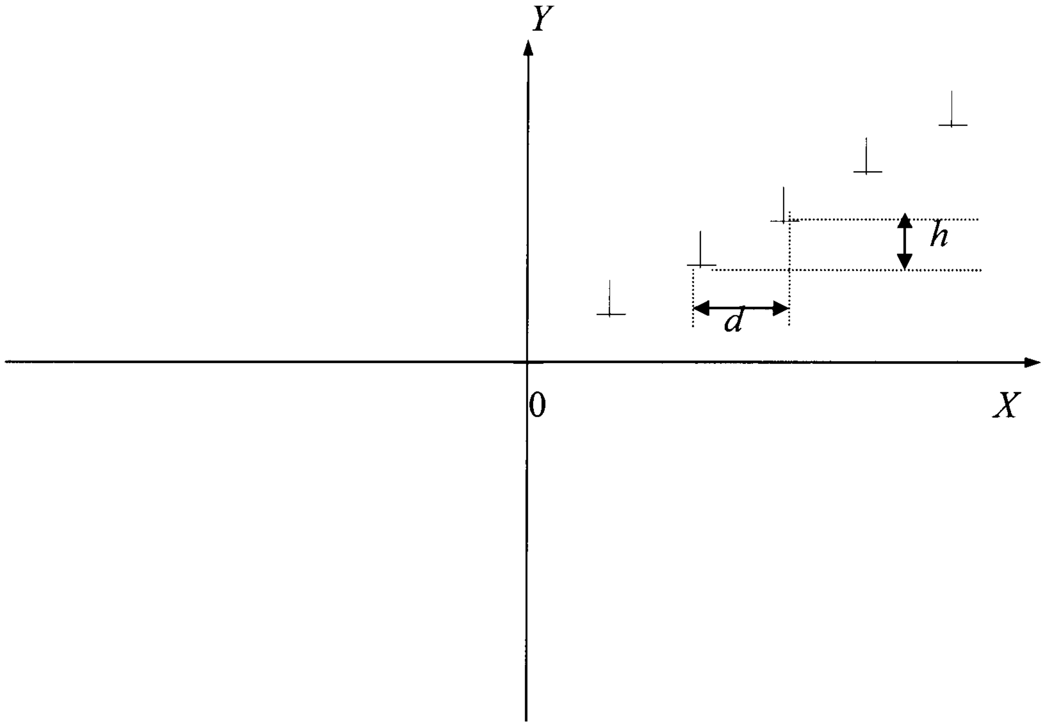


Рис. 4. Схема дислокационной лестницы

Следует отметить, что в (3) K следует выбирать не любое. Необходимо, чтобы последняя дислокация в лестнице находилась в точке B, или ниже ее на величину h. Первый случай приемлем, когда полоса DE начинается с поры. Во втором случае при начале полосы DE в точке B будут находиться две дислокации. Поэтому в данном случае необходимо принять K удовлетворяющим соотношениям:

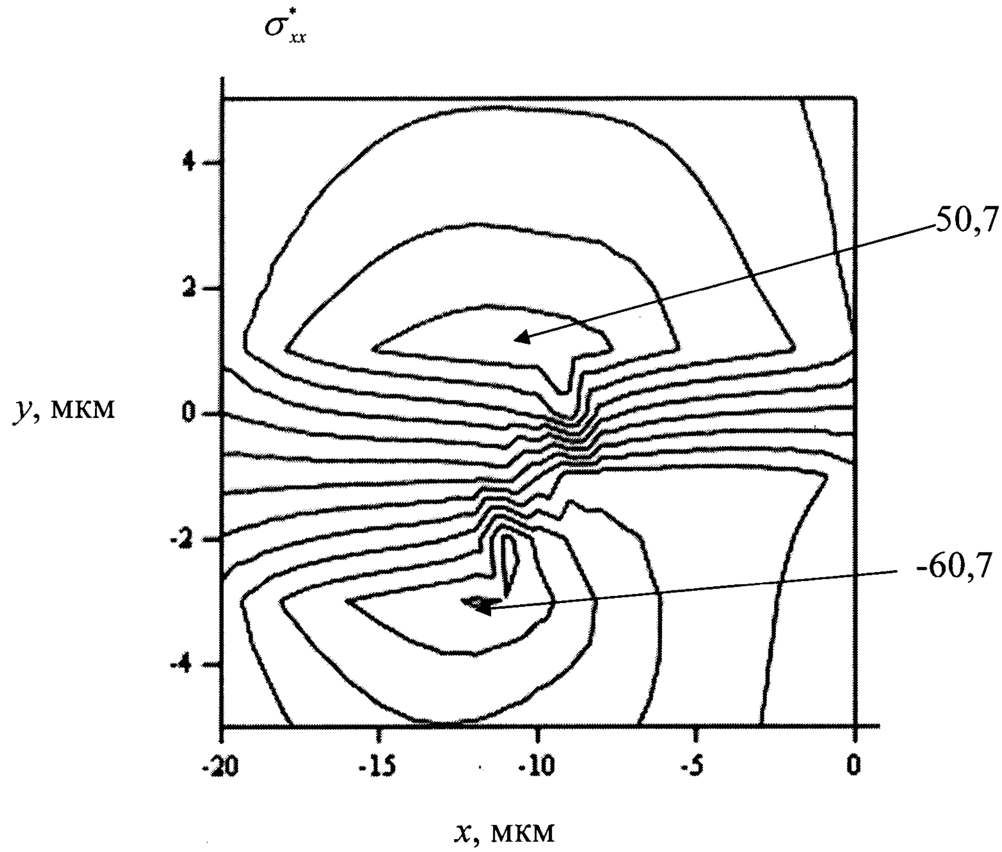
$$K = \frac{H}{h} - 1 \text{ и } K = \frac{L\text{-}S}{d} - 1. \tag{4}$$

Отсюда

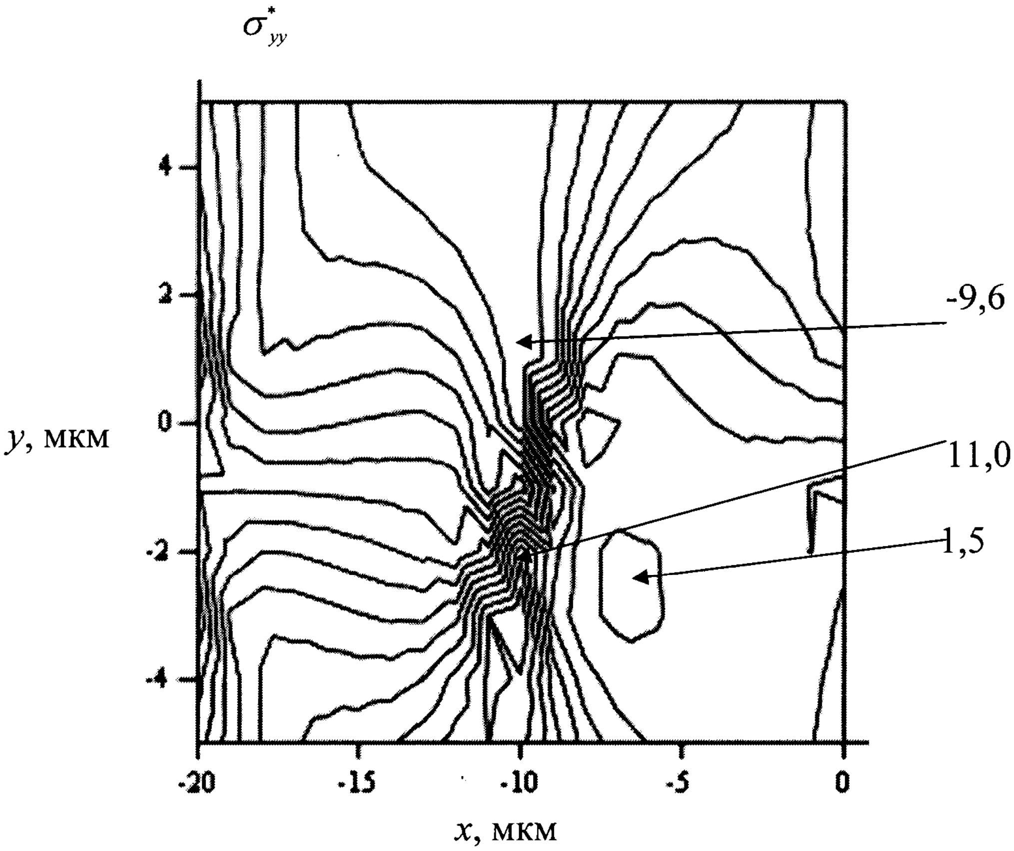
$$\frac{d}{h} = \frac{L\text{-}S}{H}. \tag{5}$$

Суммируя соответствующие компоненты тензора напряжений, определяемые соотношениями (1), (2) и (3), учитывая (4) и (5), найдем поля напряжений, создаваемые ветвящейся полосой сдвига.

3. Результаты расчетов представлены на рис. 5. Было принято $M = 9$; $N = 10$; $I = 4$; $J = 10$; $H = 2$; $S = 9$; $L = 10$; $l = 1$; $d = 0{,}1$; $h = 0{,}1$. Для удобства строились функции $\sigma^*_{xx} = \sigma^*_{xx}(x, y)$; $\sigma^*_{yy} = \sigma^*_{yy}(x, y)$; $\sigma^*_{zz} = \sigma^*_{zz}(x, y)$; $\sigma^*_{xy} = \sigma^*_{xy}(x, y)$, где $\sigma^*_{xx} = \sigma_{xx}/(-A)$; $\sigma^*_{yy} = \sigma_{yy}/A$; $\sigma^*_{zz} = \sigma_{zz}/(-2\nu A)$; $\sigma^*_{xy} = \sigma_{xy}/A$ (здесь $A = \dfrac{\mu b}{2\pi(1-\nu)}$). Это позволило не учитывать численное значение константы A, в то время как на конфигурации полей напряжений это не отражается.

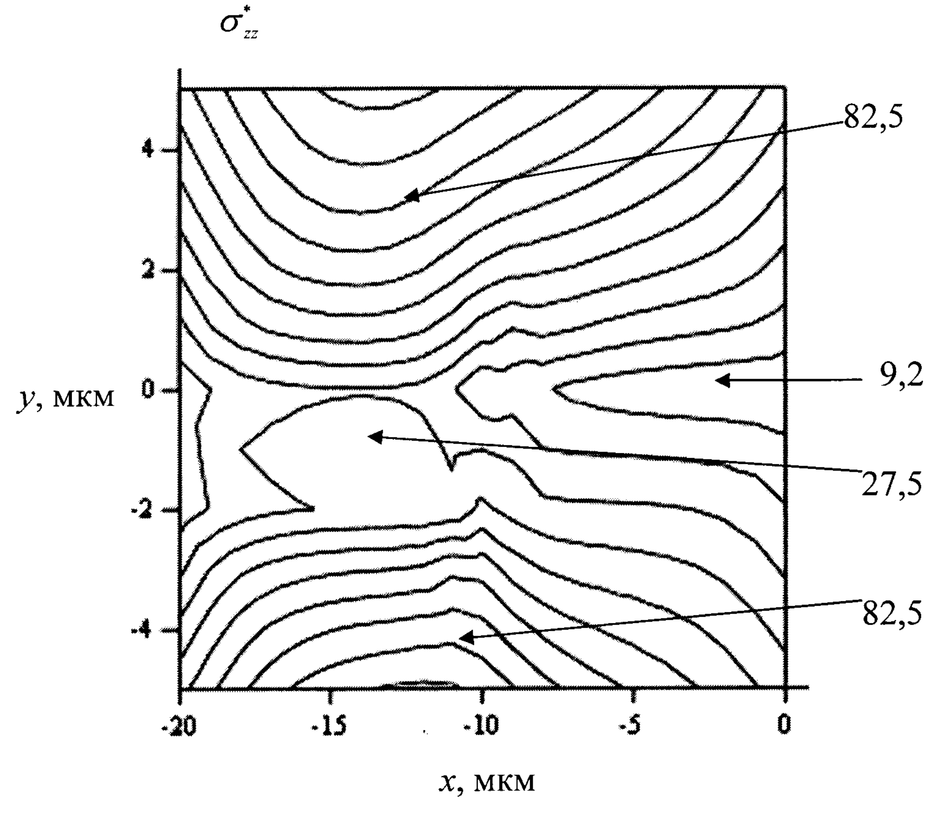


а)



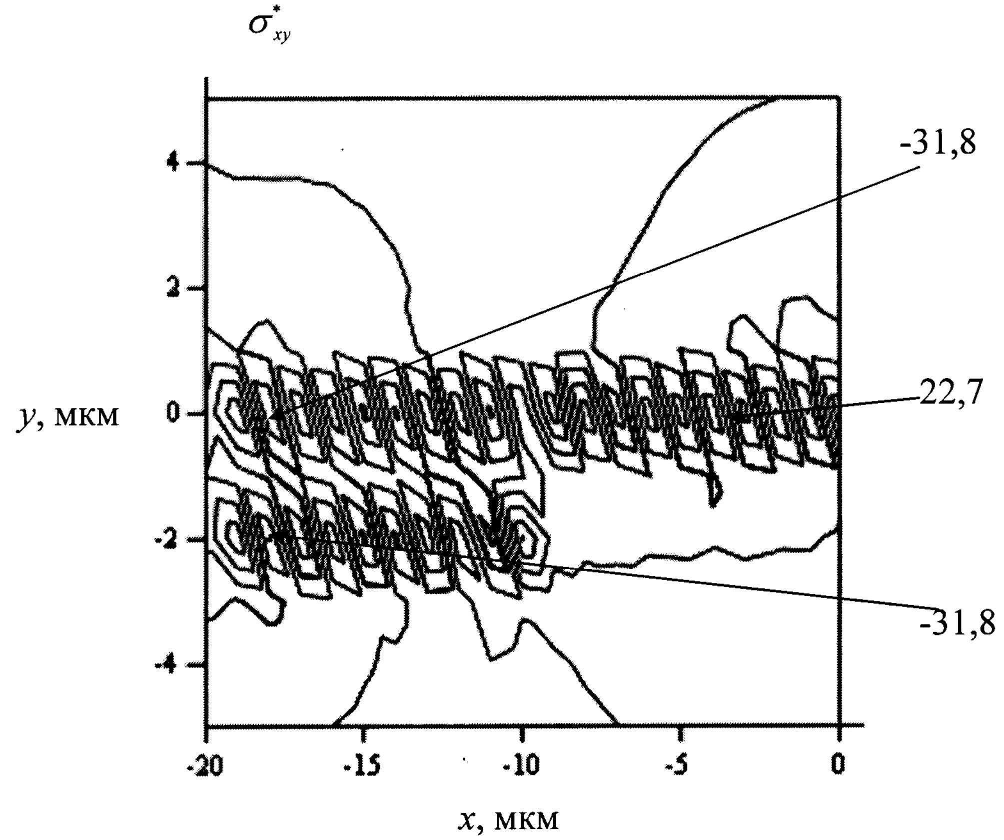
σ^*_{yy}
-9,6
11,0
1,5
4
2
0
-2
-4
y, мкм
-20
-15
-10
-5
0
x, мкм

б)



σ^*_{zz}
82,5
9,2
27,5
82,5
4
2
0
-2
-4
y, мкм
-20
-15
-10
-5
0
x, мкм

в)



г)

Рис. 5. Результаты компьютерного расчета полей напряжений у ветвящейся полосы сдвига: а) $\sigma^*_{xx} = \sigma^*_{xx}(x, y)$; б) $\sigma^*_{yy} = \sigma^*_{yy}(x, y)$; в) $\sigma^*_{zz} = \sigma^*_{zz}(x, y)$; г) $\sigma^*_{xy} = \sigma^*_{xy}(x, y)$. $M = 9$; $N = 10$; $I = 4$; $J = 10$; $H = 2$; $S = 9$; $L = 10$; $l = 1$; $d = 0{,}1$; $h = 0{,}1$

Следует отметить, что ветвящаяся полоса сдвига на рис. 5 расположена таким образом, что отрезки AC и DE (см. рис. 3) направлены вдоль отрицательного направления оси OX.

Из рис. 5 видно, что наличие ветвящейся полосы сдвига существенно осложняет деформационную картину. Это приводит к тому, что в целом уровень напряжений у дочерней полосы сдвига выше, чем у материнской. Так область максимальных нормальных напряжений σ^*_{xx} и σ^*_{yy} находится у начала дочерней полосы сдвига, соответствующего точке D на рис. 3. Области максимальных напряжений σ^*_{zz} удалены от рассматриваемой полосы сдвига и симметрично расположены по отношению к ней. Скалывающие напряжения σ^*_{xy} максимальны у вершин материнской и дочерней полос сдвига.

4. Распределение примесей у ветвящейся полосы сдвига можно рассчитать по формуле [6]:

$$C = C_0 \exp(-\frac{U}{kT}), \tag{6}$$

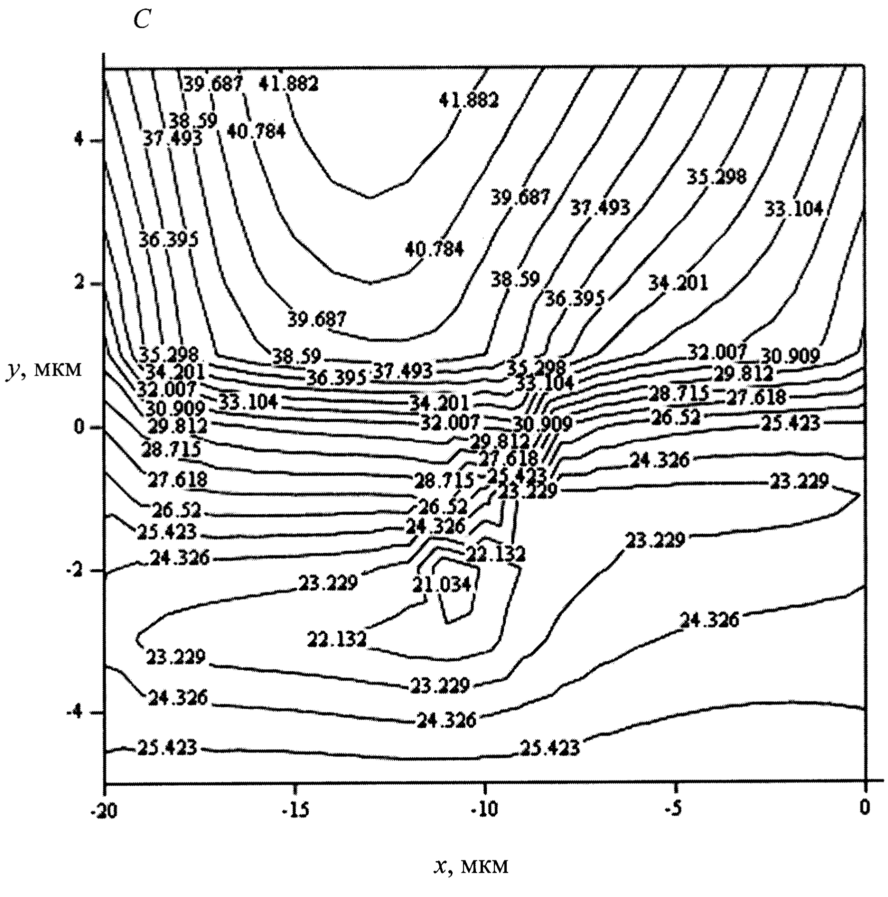
где C_0 – концентрация примеси вдали от внутренних источников напряжений; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Энергия U взаимодействия примеси с полосой сдвига определяется по формуле:

$$U = -\frac{4}{3}\pi r^3 \varepsilon(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \tag{7}$$

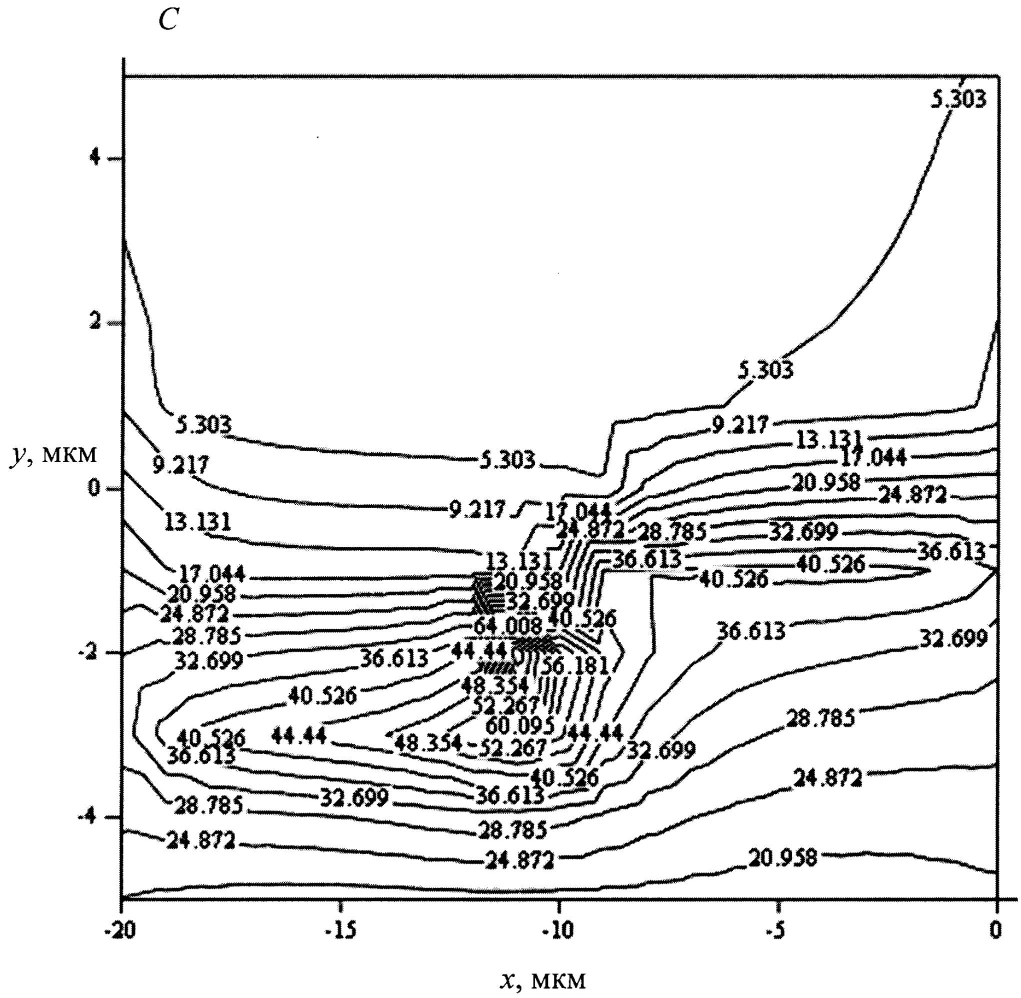
где r – радиус атома матрицы; $\varepsilon = (r_0 - r)/r$ – малый параметр (здесь r_0 – радиус атома примеси).

Подстановка из (1), (2) и (3) в (7) выражений для нормальных компонент тензора напряжений и последующая подстановка (7) в (6) даст расчетную формулу для определения распределения примесей у ветвящейся полосы сдвига.

5. Результаты компьютерного расчета представлены на рис. 6. Рассмотрены две ситуации, обусловленные соотношением между радиусами атомов матрицы и примеси. Это продемонстрировано на примере бинарных систем Fe-B (рис. 6 а) и Fe-Mo (рис. 6 б), имеющих важное значение в экспериментальных исследованиях [2, 7]. Видно, что бор в системе Fe-B локализуется преимущественно у материнской полосы сдвига, в некотором удалении от нее (см. рис. 6 а), а молибден в Fe-Mo – у дочерней полосы сдвига. Таким образом, при рассмотрении тройной системы Fe-Mo-B, можно заключить, что наличие в аморфной среде ветвящейся полосы сдвига будет способствовать формированию боридной фазы у материнской полосы сдвига, а фазы Fe-Mo – у дочерней.



а)



б)

Рис. 6. Результаты расчета распределения примесей у ветвящейся полосы сдвига: а) случай $r_0 < r$, система Fe-B, $r_0 = 0{,}97$ Å; б) случай $r_0 > r$, система Fe-Mo, $r_0 = 2{,}87$ Å. Принималось $b = 2{,}87$ Å; $\nu = 0{,}33$; $r = 1{,}27$ Å; $C_0 = 25$; $T = 300$ K

6. Таким образом, на основании дислокационной модели полосы сдвига в аморфном материале были получены аналитические выражения для расчета напряженного состояния и распределения примесей у ветвящейся полосы сдвига. Было установлено, что ветвление полосы сдвига способствует перераспределению в аморфной матрице фаз в зависимости от соотношения между величинами радиусов атомов матрицы и примеси.

Список литературы

1. Косевич А.М., Бойко В.С. Дислокационная теория упругого двойникования кристаллов //Успехи физических наук. – 1971. – Т. 104, № 2. – С. 101-255.
2. Глезер А.М., Молотилов Б.В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. – М.: Металлургия, 1992. – 208 с.
3. Верещагин М.Н., Шепелевич В.Г., Остриков О.М., Цыбранкова С.Н. Влияние изохронного и изотермического отжига на особенности пластической деформации при локальном нагружении поверхности аморфного сплава Fe-Cr-Mo-V-B-Si //Труды X

Российской конференции «Строение и свойства металлических и шлаковых расплавов». Т. IV «Взаимосвязь строения и свойств различных состояний (кристаллическое, квазикристаллическое, аморфное, жидкое). – Екатеринбург – Челябинск: Изд-во Южноуральского государственного университета. – 2001. – С. 3-6.

4. Остриков О.М. Ветвление клиновидных двойников в монокристаллах висмута, деформированных сосредоточенной нагрузкой //Физика металлов и металловедение. – 1999. – Т. 87, № 1. – С. 94-96.
5. Савенко В.С., Остриков О.М. Поля напряжений у границы клиновидного двойника //Письма в журнал технической физики. – 1997. – Т. 23, № 22. – С. 1-6.
6. Савенко В.С., Остриков О.М. Влияние электрического тока на распределение примесей у двойниковой границы //Известия вузов. Черная металлургия. – 1998. – № 6. – С. 12-14.
7. Верещагин М.Н., Шепелевич В.Г., Остриков О.М., Цыбранкова С.Н. Особенности пластической деформации при индентировании пирамидой Виккерса поверхности аморфного сплава Fe-Cr-Mo-V-B-Si //Физика металлов и металловедение. – 2002. Т. 93, № 5. – С. 101-104.

Получено 29.07.2002 г.