

PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk

В.В. Малашенко

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТЕНКИ

Донецкий национальный технический университет  
83000, г. Донецк, ул. Артема, 58

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
83114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2003 года

*Исследовано движение трех краевых дислокаций, расположенных в плоскости, перпендикулярной их плоскостям скольжения, в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Получено выражение для величины смещения дислокаций из этой плоскости в процессе движения и условие отрыва дислокаций от данной дислокационной системы.*

Как известно, поликристаллы состоят из значительного количества монокристаллических зерен, разделенных границами. Однородное распределение краевых дислокаций с параллельными векторами Бюргерса неустойчиво относительно образования дислокационной стенки, плоскость которой перпендикулярна этим векторам [1,2]. Дислокационная стенка – довольно устойчивое образование, возникающее в процессе полигонизации. Поскольку ее появление приводит к разориентации двух частей кристалла, она представляет собой модель границы двух блоков или субзерен. Это так называемая граница наклона. Благодаря подвижности дислокаций она является скользящей. Под действием внешних напряжений эта граница может перемещаться, что приводит к изменению структуры поликристалла.

В настоящей работе исследуется движение трех краевых дислокаций, расположенных в плоскости, перпендикулярной их плоскостям скольжения. Такую дислокационную систему можно считать элементом дислокационной стенки. Целью данной работы является изучение закономерностей влияния примесей, вакансий и других точечных дефектов на характер движения элемента дислокационной стенки в кристалле, а также выяснение условий, при которых исследуемый элемент может быть разрушен.

Рассмотрим три бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных в объеме кристалла. Линии дислокаций

параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргера параллельны оси  $OX$ , в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций с постоянной скоростью  $v$  (рис. 1,а). Расстояние между плоскостями скольжения обозначим через  $a$  (для простоты будем считать эти расстояния одинаковыми). Дислокации могут совершать малые колебания в своих плоскостях скольжения, т.е. в плоскости  $XOZ$  и параллельных ей плоскостях.

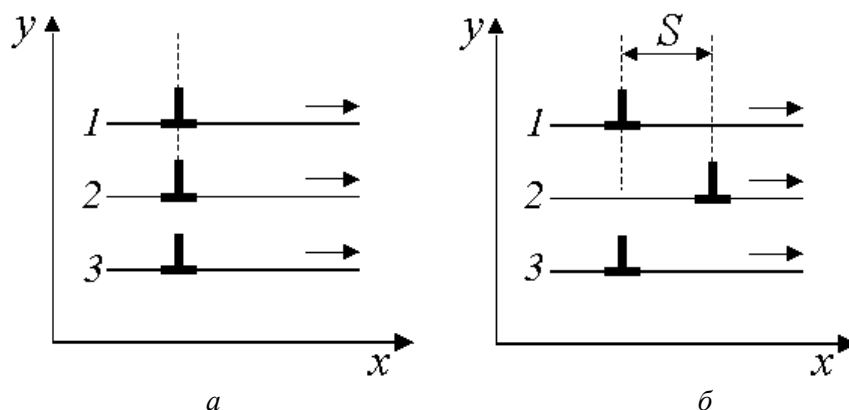


Рис. 1. Деформация движущегося элемента дислокационной стенки

Как было показано в работах [3,4], взаимодействие дислокаций между собой приводит к перестройке спектра дислокационных колебаний – в нем появляется щель, величина которой определяется силой дислокационного взаимодействия, т.е. зависит от расстояния между дислокациями и упругих констант кристалла. Поскольку результирующая сила, действующая на дислокацию 2, отличается от сил, действующих на дислокации 1 и 3, различной будет и величина щели в их спектрах, а следовательно, и силы, действующие на эти дислокации со стороны точечных дефектов. Это, в свою очередь, может привести к тому, что при определенных значениях скорости и концентрации дефектов в процессе движения возникнет дислокационная конфигурация, изображенная на рис. 1,б, т.е. искривление исследуемого элемента стенки, которое можно назвать динамической деформацией. При высоких скоростях скольжения и больших концентрациях дефектов возможна ситуация, когда представленная конфигурация дислокаций потеряет устойчивость и дислокация 2 оторвется от данного элемента.

Положение дислокации определяется функцией  $X(z, t) = vt + w(z, t)$ , где  $w(z, t)$  – случайная величина, среднее значение которой по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокации равно нулю.

Движение каждой дислокации описывается уравнением

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \delta \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} - c^2 \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial z^2} \right\} = b \left[ \sigma_0 + F_{\text{dis}} + \sigma_{xy}^{(d)}(vt + w, z) \right].$$

Здесь  $\sigma_{xy}^{(d)}$  – компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на

линии дислокации,  $\sigma_{xy}^{(d)} = \sum_{i=1}^N \sigma_{xy,i}^{(d)}$ ;  $m$  – масса единицы длины дислокации;  $N$  – число дефектов в кристалле;  $F_{\text{dis}}$  – сила взаимодействия данной дислокации с двумя другими.

Сила торможения дислокации точечными дефектами

$$F = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3 p |p_x| |\sigma_{xy}(p)|^2 \delta \{p_x^2 v^2 - \varepsilon^2(p_z)\}.$$

Здесь  $\varepsilon(p_z)$  – спектр дислокационных колебаний,  $\varepsilon(p_z) = \sqrt{\Delta^2 + c^2 p_z^2}$  (где  $\Delta$  – щель в спектре,  $c$  – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн);  $n$  – объемная концентрация точечных дефектов. Воспользовавшись результатами работы [3], получим выражения для активаций, возникающих в спектре каждой дислокации благодаря их взаимодействию между собой:

$$\Delta_1 = \Delta_3 = \frac{1.25c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(R/r_0)}}, \quad \Delta_2 = \frac{2c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(R/r_0)}},$$

где  $R$  – величина порядка размеров кристалла,  $r_0$  – длина дислокации. Так как величина активаций различна, то различны и величины сил торможения, действующих на дислокации 1, 3 и дислокацию 2. В результате эти дислокации уже не могут в процессе движения находиться в одной плоскости (рис. 1, б) – возникает смещение, которое мы обозначим через  $S$ . Его величина определяется следующим выражением:

$$S = \frac{(B_1 - B_2)v}{F_1} a,$$

где

$$B_i = \frac{\pi n_0 b^5 \mu^2 \varepsilon^2}{3m \alpha_i^2 R_d^4} \quad (i = 1, 2), \quad F_1 = \frac{\mu b^2}{4\pi(1 - \kappa)a}.$$

Здесь  $B_i$  – константы торможения первой и второй дислокаций точечными дефектами;  $n_0$  – безразмерная концентрация дефектов,  $n_0 = nb^3$ ;  $\mu$  – модуль сдвига;  $R_d$  – величина порядка радиуса дефекта;  $\kappa$  – коэффициент Пуассона.

Исследуя знак производной силы взаимодействия дислокаций по координате  $x$ , можно убедиться, что при  $S < a_0$  (где  $a_0 \approx 0.5a$ ) сила притяжения дислокаций увеличивается с ростом  $S$ , т.е. образовавшаяся дислокационная конфигурация обладает динамической устойчивостью. При  $S > a_0$  производная становится отрицательной, т.е. дальнейшее увеличение смещения приводит к уменьшению силы притяжения и дислокация отрывается от стенки.

Таким образом, критические значения параметров, при которых может произойти отрыв второй дислокации, определяются условием

$$(B_1 - B_2)v \approx 0.5F_1.$$

Грубые оценки показывают, что такой отрыв возможен лишь в случае предельно высоких скоростей и концентраций примеси, т.е.  $n_0 \sim 10^{-2}$ ,  $v \sim 10^{-1}c$ ,  $a \sim 10b$ . Однако для окончательного решения вопроса о возможности разрушения исследуемой дислокационной конфигурации необходим более точный учет перестройки спектра дислокационных колебаний в процессе движения элемента стенки. При экспериментальной проверке полученных результатов необходимо учесть, что при температурах, превышающих температуру Дебая, основной вклад в динамическое торможение дислокаций вносят фоновые механизмы диссипации, и прежде всего так называемый фоновый ветер. Исследуемый в настоящей работе эффект может проявиться в случае, когда доминирующим механизмом рассеяния энергии движущихся дислокаций является их взаимодействие с различными точечными дефектами, поэтому при выборе конкретного кристалла и температурной области необходимо сопоставить величину констант фоновой вязкости с константами демпфирования, обусловленными торможением на дефектах.

Полученные результаты открывают возможность дальнейшего исследования динамики дислокационных стенок, в том числе и в магнитоупорядоченных кристаллах, что представляет как академический, так и сугубо практический интерес.

1. Дж. Хирт, И. Лоте, Теория дислокаций, Атомиздат, Москва (1972).
2. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, УФН **1**, 3 (1975).
3. В.В. Малашенко, Т.И. Малашенко, ФТВД **12**, № 2, 57 (2002).
4. В.В. Малашенко, ФТВД **12**, № 3, 127 (2002).

*V.V. Malashenko*

#### DYNAMIC DEFORMATION OF DISLOCATION-WALL ELEMENTS

The motion of three edge dislocations located in the plane perpendicular to their slip planes has been investigated for a crystal containing chaotically distributed point defects. An expression has been obtained for the value of dislocation displacement from that plane during their motion, a condition of dislocation separation from the dislocation system has been determined.

**Fig. 1.** Deformation of dislocation-wall moving element