

07,01

Динамическая неустойчивость дислокационного движения при высокоскоростной деформации кристаллов с высокой концентрацией точечных дефектов

© В.В. Малашенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина

E-mail: malashenko@fti.dn.ua

(Поступила в Редакцию 11 июня 2015 г.)

Исследовано движение ансамбля краевых дислокаций в условиях высокоскоростной деформации кристалла с высокой концентрацией точечных дефектов. Определены условия существования области динамической неустойчивости дислокационного движения. Показано, что существование такой области и ее границы определяется соотношением концентрации точечных дефектов и плотности дислокаций.

Пластическая деформация при определенных условиях может иметь неустойчивый скачкообразный характер. Физическая причина этого явления — разупрочнение кристалла, обусловленное, в частности, аномальным характером дислокационного торможения (отрицательное трение) [1,2]. В настоящее время все более широкое применение находят процессы, при которых материалы подвергаются высокоскоростной деформации. Такая деформация имеет место, в частности, при ударно-волновом воздействии на металлы [3–5], при воздействии на кристаллы лазерными импульсами высокой мощности [6–8], при использовании метода динамического канального углового прессования [9,10] и высокоскоростной обработке [11,12]. При этом скорость пластической деформации достигает значений $10^3–10^7 \text{ s}^{-1}$ [4,9], а дислокации совершают надбарьерное скольжение и движутся со скоростями $v \geq 10^{-2}c$, где c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле [13]. При таких скоростях аномальное торможение дислокаций (т.е. снижение силы торможения при увеличении скорости) может возникать при высокой концентрации точечных дефектов в области их независимого взаимодействия с дислокацией [14–16]. В [17] исследовалось движение одиночной дислокации в кристаллах с большим содержанием точечных дефектов, в [18] — движение дислокационной пары в таких кристаллах. Механизм диссипации при надбарьерном скольжении дислокации в упругом поле дефектов заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения, а потому весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний [14–16]. При указанных выше методах высокоскоростного воздействия на кристаллы плотность дислокаций значительно возрастает, расстояние между ними уменьшается, в результате чего именно междислокационное взаимодействие вносит главный вклад в формирование щели дислокационного спектра [19]. Возникающая в этом случае динамическая неустойчивость дислокационного движения и условия ее существования ранее не исследовались, их анализ является целью настоящей работы.

Рассмотрим движение ансамбля бесконечных краевых дислокаций с плотностью ρ под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Линии дислокаций параллельны оси OZ , их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси OX . Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью XOZ . Положение k -й дислокации определяется функцией

$$X_k(y = 0, z, t) = vt + w_k(y = 0, z, t). \quad (1)$$

Здесь $w_k(y = 0, z, t)$ — случайная величина, описывающая изгибные колебания дислокации, возбужденные ее взаимодействием с хаотически распределенными дефектами. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению дефектов равно нулю.

Уравнение движения k -й дислокации может быть представлено в следующем виде:

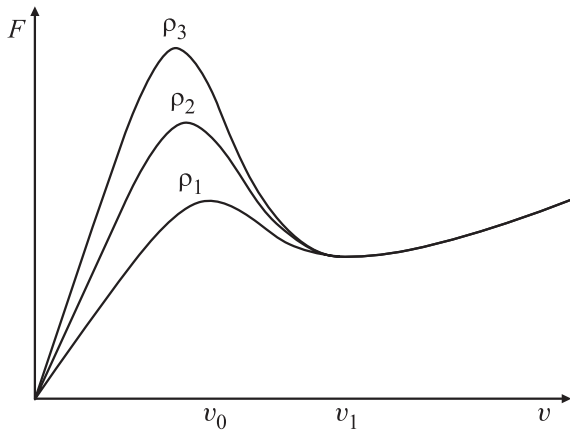
$$m \left\{ \frac{\partial^2 X_k}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X_k}{\partial z^2} \right\} = b [\sigma_0 + \sigma_{xy}^d] + F_k - B \frac{\partial X_k}{\partial t}, \quad (2)$$

где σ_{xy}^d — компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, m — масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми), c — скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, B — константа демпфирования, обусловленная фоннными, магннными или электронными механизмами диссипации, F_k — сила, действующая на дислокацию со стороны других дислокаций ансамбля.

Воспользовавшись методами, развитыми ранее в работах [14–19], получим выражение для полной силы торможения дислокации в виде

$$F = F_d + Bv = \frac{B_d v}{1 + \frac{v^2}{v_0^2}} + Bv. \quad (3)$$

Здесь F_d — вклад в силу торможения, обусловленный рассеянием энергии движущейся дислокации точечными



Зависимость полной силы торможения краевой дислокации от скорости скольжения для различных значений плотности дислокаций ($\rho_1 > \rho_2 > \rho_3$).

дефектами. Формально это выражение имеет тот же вид, что и сила торможения при скольжении одиночной дислокации [17] и дислокационной пары [18]. Однако в рассматриваемом нами случае константа демпфирования и скорость v_0 имеют совершенно иной вид и являются функциями плотности дислокаций

$$B_d = \frac{2(1-\gamma)n_0\chi^2\mu}{\rho bc}, \quad (4)$$

$$v_0 = b^2 \sqrt{\frac{\pi\mu\rho}{6(1-\gamma)m}} \approx bc\sqrt{\rho}. \quad (5)$$

Здесь γ — коэффициент Пуассона, μ — модуль сдвига, χ — параметр несоответствия дефекта, n_0 — безразмерная концентрация точечных дефектов, которая связана с объемной концентрацией дефектов n соотношением $n_0 = nb^3$.

Скоростная зависимость полной силы торможения, описываемая выражением (3), имеет N -образный вид, схематически представленный на рисунке (максимум находится в точке v_0 , минимум — в точке v_1).

Как следует из формул (4), (5), с ростом дислокационной плотности сила торможения дислокации снижается, а положение максимума смещается в сторону более высоких скоростей. Скорость v_1 соответствует значению, при котором фоновые механизмы торможения начинают преобладать над торможением на дефектах. Эта скорость не зависит от плотности дислокаций и определяется таким же выражением, как и в работах [17,18],

$$v_1 = v_0 \sqrt{\frac{B_d}{B}} = 2\pi\chi \sqrt{\frac{(1-\gamma)n_0\mu bc}{3B}}. \quad (6)$$

Как и в работах [17,18], два экстремума на кривой скоростной зависимости силы торможения могут существовать только при выполнении условия $B_d > 8B$, т.е. при высокой концентрации точечных дефектов. В нашем

случае это условие примет вид

$$\frac{(1-\gamma)n_0\chi^2\mu}{4Bbc\rho} > 1. \quad (7)$$

Воспользовавшись данными [4,19], выполним численные оценки. Для значений $\mu = 5 \cdot 10^{10}$ Па, $c = 3 \cdot 10^3$ м/с, $\chi = 10^{-1}$, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $\rho = 10^{15}$ м $^{-2}$, $n_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $\gamma = 0.3$, $B = 10^{-5}$ Па·с это условие выполняется, при этом $v_0 = 30$ м/с, $v_1 = 460$ м/с, $B_d = 10^{-4}$ Па·с.

Кроме того, важную роль при возникновении N -образной скоростной зависимости играет нелинейность спектра дислокационных колебаний, а именно возникновение спектральной щели. Щель в спектре дислокационных колебаний может возникать как в результате коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией, так и в результате взаимодействия дислокаций между собой. В первом случае, согласно [17], вклад дефектов в формирование этой щели имеет вид

$$\Delta = \Delta_{\text{def}} = \frac{c}{b} (n_0\chi^2)^{1/3} \approx \frac{c}{l_{\text{def}}}, \quad (8)$$

где l_{def} — среднее расстояние между точечными дефектами, случайным образом распределенными в объеме кристалла.

Вклад дислокационного взаимодействия определяется, согласно [19], следующим выражением:

$$\Delta_{\text{dis}} = \pi b \sqrt{\frac{\mu\rho}{6\pi(1-\gamma)m}} \approx c\sqrt{\rho} \approx \frac{c}{l_{\text{dis}}}, \quad (9)$$

где l_{dis} — среднее расстояние между дислокациями.

Как было отмечено в работе [19], влияние междислокационного взаимодействия на формирование щели будет доминирующим при выполнении условия $\Delta_{\text{dis}} > \Delta_{\text{def}}$, которое приближенно можно представить в виде

$$\rho > \frac{1}{b^2} (n_0\chi^2)^{2/3}. \quad (10)$$

При выполнении этого условия скоростная зависимость силы торможения будет иметь вид, представленный на рисунке. Для типичных значений $\chi = 10^{-1}$, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $n_0 = 10^{-4}$ это условие выполняется, если плотность дислокаций $\rho = 10^{15}$ м $^{-2}$ и более.

Таким образом, выполнение условия (7) приводит к возникновению области неустойчивости дислокационного движения, а при выполнении условия (10) величина этой области будет определяться плотностью дислокаций.

Если же условие (7) не выполняется, сила торможения будет монотонно возрастать с увеличением скорости, и область динамической неустойчивости будет отсутствовать. В этом случае вклад точечных дефектов в величину деформирующих напряжений может быть представлен в виде

$$\sigma_d = \frac{(1-\gamma)n_0\chi^2\mu^2\dot{\epsilon}}{2\pi^2mc^3b\rho^2} \ln \frac{L}{b} \approx \frac{n_0\chi^2\mu\dot{\epsilon}}{cb^3\rho^2}, \quad (11)$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации, L — расстояние порядка размера кристалла. Как следует из полученной формулы,

влияние точечных дефектов в этом случае убывает обратно пропорционально квадрату плотности дислокаций.

Выполним численную оценку σ_d . Для значений $\mu = 5 \cdot 10^{10}$ Па, $c = 3 \cdot 10^3$ м/с, $\chi = 10^{-1}$, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $\rho = 10^{15}$ м⁻², $n_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹ получим $\sigma_d = 10^7$ Па.

Таким образом, при высокоскоростной деформации кристаллов с высокой концентрацией точечных дефектов возможно возникновение области неустойчивости дислокационного движения, а ее существование и размеры определяются соотношением концентрации дефектов и плотности дислокаций.

Список литературы

- [1] Г.Ф. Сарафанов. ФТТ **43**, 1041 (2001).
- [2] А.Х. Коттрелл. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. Металлургиздат, М. (1958). 768 с.
- [3] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **56**, 1123 (2014).
- [4] М. Molotskii. Appl. Phys. Lett. **93**, 051 905 (2008).
- [5] Г.И. Канель, В.Е. Фортон, С.В. Разоренов. УФН **177**, 809 (2007).
- [6] Г.А. Малыгин. ФТТ **57**, 75 (2015).
- [7] D. Tramontina, E. Bringa, P. Erhart, J. Hawreliak, T. Germann, R. Ravelo, A. Higginbotham, M. Suggit, J. Wark, N. Park, A. Stukowski, Y. Tang. High Energy Density Phys. **10**, 9 (2014).
- [8] M.A. Meyers, H. Jarmakani, E.M. Bringa, V.A. Remington. In: Dislocation in solids. V. 15 / Eds. J.P. Hirth, L. Kubin. V.V. Elsevier (2009). Ch. 89. P. 96.
- [9] И.Н. Бородин, А.Е. Майер. ЖТФ **83**, 8, 76 (2013).
- [10] В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов, С.В. Добаткин, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, И.В. Хомская, П.А. Насонов, А.А. Ушаков. ФММ **111**, 439 (2011).
- [11] А.Ю. Куксин, А.В. Янилкин. ДАН **413**, 615 (2007).
- [12] В.С. Красников, А.Ю. Куксин, А.Е. Майер, А.В. Янилкин. ФТТ **52**, 1295 (2010).
- [13] А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ДАН **420**, 467 (2008).
- [14] V.V. Malashenko. Physica B **404**, 3890 (2009).
- [15] В.В. Малашенко, Н.В. Белых. ФТТ **55**, 504 (2013).
- [16] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **38**, 19, 61 (2012).
- [17] В.В. Малашенко. ФТТ **49**, 78 (2007).
- [18] В.В. Малашенко. ФТТ **48**, 433 (2006).
- [19] В.В. Малашенко. ФТТ **56**, 1528 (2014).