07

Влияние высокого гидростатического давления на спектр колебаний краевой дислокации и ее динамическое взаимодействие с точечными дефектами

© В.В. Малашенко[1,2], Н.В. Белых[3]

[1] Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина
[2] Донецкий национальный технический университет,
Донецк, Украина
[3] Донбасская государственная машиностроительная академия,
Краматорск, Украина
E-mail: malashenko@fti.dn.ua

(Поступила в Редакцию 23 июля 2012 г.)

Теоретически исследовано скольжение одиночной краевой дислокации в упругом поле хаотически распределенных по кристаллу точечных дефектов с учетом влияния высокого гидростатического давления. Численные оценки показывают, что в ряде металлов и сплавов гидростатическое сжатие приводит к возрастанию силы торможения дислокации точечными дефектами на десятки процентов.

Одним из методов создания новых функциональных материалов, сочетающих высокую прочность с высокой пластичностью, является обработка высоким гидростатическим давлением [1–4]. Как известно, механические свойства кристалла в значительной степени определяются наличием и перемещением дислокаций [5]. Сама же дислокация при движении испытывает сильное влияние потенциальных барьеров, создаваемых структурными дефектами, которые движущаяся дислокация может преодолеть двумя способами: с помощью термических флуктуаций, если кинетическая энергия дислокации ниже высоты барьера, и динамическим образом (надбарьерное скольжение) в противном случае, что реализуется обычно при скоростях движения дислокации $10^{-2}c$ и выше. (c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле) [6]. При динамическом движении дислокации в поле других структурных дефектов ее кинетическая энергия необратимым образом переходит в энергию дислокационных колебаний в плоскости скольжения. Возникающая при этом сила динамического торможения зависит как от величины взаимодействия дислокации с дефектами, так и от вида ее колебательного спектра [7–10]. В работе [11] исследовалось влияние гидростатического сжатия на динамическое торможение движущихся дислокационных пар закрепленными одиночными дислокациями, а также на торможение одиночных дислокаций дислокационными диполями. В работе [12] анализировалось динамическое торможение движущихся дислокационных пар точечными дефектами в гидростатически сжатом кристалле. В этой работе было учтено влияние давления на взаимодействие дислокаций, образующих пару, что в конечном счете приводило к перенормировке спектра дислокационных колебаний в случае, когда доминирующее влияние на вид этого спектра оказывало именно взаимодействие дислокаций между собой. Влияние гидростатического сжатия на величину взаимодействия точечных дефектов с дислокациями в упомянутой работе не учитывалось, однако, как показано далее, в ряде практически важных случаев оно может быть весьма существенным.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование особенностей динамического торможения дислокации точечными дефектами и перестройки дислокационного спектра колебаний в результате возрастания взаимодействия дефектов с дислокацией под действием гидростатического сжатия.

Пусть бесконечная краевая дислокация движется под действием внешнего напряжения σ_0 с постоянной скоростью v в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных в объеме гидростатически сжатого кристалла. Линия дислокации параллельна оси OZ, ее вектор Бюргерса параллелен оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. 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 дислокации описывается уравнением

$$\tilde{m}\left\{\frac{\partial X^2(z,t)}{\partial t^2} + \tilde{\delta}\,\frac{\partial X(z,t)}{\partial t} - \tilde{c}^2\,\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial z^2}\right\} = \tilde{b}\sigma_0 + \tilde{b}\tilde{\sigma}_{xy}(vt + w; z). \quad (1)$$

Здесь $\tilde{\sigma}_{xy}$ — компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации в гидростатически сжатом кристалле, $\tilde{m}$ — масса единицы длины дислокации, $\tilde{c}$ — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле (тильда указывает на то, что значения соответствующих величин взяты для гидростатически сжатого кристалла),

$\tilde{\delta}$ — коэффициент затухания, $\tilde{\delta} = B/\tilde{m}$, B — константа демпфирования, обусловленная прежде всего фононными механизмами диссипации. Как было показано в работе [13], влияние этих механизмов диссипации на силу торможения, создаваемую полем хаотически распределенных дефектов, мало в меру малости безразмерного параметра $\gamma = \tilde{\delta} r_0 v/c^2$, где r_0 — параметр обрезания, $r_0 \approx b$. Поскольку по порядку величины $B \leq 10^{-4}\,\mathrm{Pa \cdot s}$, а линейная плотность массы дислокации $m \approx 10^{-16}\,\mathrm{kg/m}$, получаем $\tilde{\delta} \leq 10^{12}\,\mathrm{s^{-1}}$. Для типичных значений $r_0 \approx b \approx 3 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$, $c \approx 3 \cdot 10^3\,\mathrm{m/s}$, $v \leq 10^{-1}c$ находим, что $\gamma \ll 1$. Данная оценка, выполненная для кристаллов, не подвергнутых гидростатическому сжатию, справедлива и для нашего случая, поскольку гидростатическое давление не меняет порядка использованных здесь величин. Поэтому при вычислении силы торможения дислокации дефектами мы, как и в работах [7–13], пренебрежем влиянием фононных и иных механизмов диссипации, вносящих вклад в константу демпфирования B, и будем считать коэффициент затухания $\tilde{\delta}$ бесконечно малой величиной, обеспечивающей сходимость возникающих интегралов.

В работах [14–16] было показано, что упругие поля дефектов, в том числе и точечных, в гидростатически сжатом кристалле могут быть описаны такими же выражениями, как и в кристалле, не подвергнутом сжатию, однако при этом упругие модули должны быть заменены перенормированными выражениями, полученными в этих работах и содержащими в явном виде зависимость от величины гидростатического давления p. В частности, для случая $\Omega = \frac{p}{3\lambda+2\mu} \ll 1$ (где λ, μ — коэффициенты Ламе), согласно [16], тензор напряжений точечных дефектов в гидростатически сжатом кристалле может быть представлен в виде

$$\tilde{\sigma}_{xy} = \sigma_{xy}(1+\alpha p), \quad \alpha = \frac{0.5n - 3\lambda - \mu - 3m}{\mu(3\lambda + 2\mu)}, \tag{2}$$

где σ_{xy} — тензор напряжений в кристалле, не подвергнутом гидростатическому сжатию, m, n — коэффициенты Мурнагана.

Точечные дефекты, как и в работах [7,17,18], будем считать центрами дилатации с плавно обрезанными полями напряжений на расстояниях порядка радиуса дефекта R, поэтому

$$\sigma_{xy}(\mathbf{r}) = \mu R^3 \varepsilon \, \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \, \frac{1 - \exp(-r/R)}{r}. \tag{3}$$

Применяя метод, развитый в работах [7–10,17,18], вычислим силу динамического торможения дислокации точечными дефектами по формуле

$$F = \frac{\tilde{n}\tilde{b}^2}{8\pi^2\tilde{m}} \int d^3q |q_x| \big|\sigma_{xy}(\mathbf{q})\big|^2 \delta\big[q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)\big], \tag{4}$$

где $\omega(q_z)$ — закон дисперсии дислокационных колебаний, $\tilde{n}$ — концентрация точечных дефектов.

Воспользовавшись стандартной процедурой преобразования Фурье и перейдя в систему „центра масс“ дислокации, получим закон дисперсии в явном виде

$$\omega(q_z) = \sqrt{\Delta^2(p) + c^2 q_z^2}, \tag{5}$$

где

$$\Delta(p) = \Delta_0(1+\alpha p)^{2/3}, \quad \Delta_0 = \frac{\tilde{c}}{b}\left(\tilde{n}_0 \tilde{\varepsilon}^2\right)^{1/3}. \tag{6}$$

Здесь $\tilde{n}_0$ — безразмерная концентрация точечных дефектов, $\tilde{n}_0 = \tilde{n}R^3$.

Как известно, динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от скорости дислокационного скольжения может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [7,17,18]. Чтобы напомнить смысл этих понятий, обозначим время взаимодействия дислокации с точечным дефектом через $t_{\mathrm{def}} = R/v$, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами — через $t_{\mathrm{dis}} = l/c$, где l — среднее расстояние между дефектами. В области независимых столкновений $v > v_d = R\Delta$ выполняется неравенство $t_{\mathrm{def}} < t_{\mathrm{dis}}$, т. е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В области коллективного взаимодействия ($v < v_d$), наоборот, $t_{\mathrm{def}} > t_{\mathrm{dis}}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с дефектом данный дислокационный элемент успевает „почувствовать“ влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы. При высоких ($v > v_d$) и низких ($v < v_d$) скоростях характер торможения дислокации оказывается существенно различным.

Из формулы (6) следует, что в гидростатически сжатом кристалле критическая скорость, определяющая границу этих областей, тоже будет зависеть от величины гидростатического давления

$$v_d(p) = \tilde{b}\Delta_0(1+\alpha p)^{2/3}. \tag{7}$$

Выполняя вычисления, получим, что в области независимых столкновений ($v > v_d$) сила торможения дислокации точечными дефектами определяется выражением

$$F = \frac{\pi \tilde{n}_0 \tilde{b}^2 \tilde{\mu}^2 \tilde{\varepsilon}^2 R}{3\tilde{m}\tilde{c}v}\,(1+\alpha p)^2. \tag{8}$$

В области коллективного взаимодействия зависимость этой силы от величины гидростатического давления является значительно более слабой

$$F = \frac{\pi \tilde{n}_0 \tilde{b}^2 \tilde{\mu}^2 \tilde{\varepsilon}^2 v (1+\alpha p)^{2/3}}{3\tilde{m}\tilde{c}R\Delta_0^2}. \tag{9}$$

Выполним численные оценки исследуемого эффекта для давления $10^9\,\mathrm{Pa}$. Согласно данным работ [14–16], значения входящих в полученные формулы констант при таком давлении изменяются незначительно; таким образом, основная зависимость от величины гидростатического давления определяется множителем $(1 + \alpha p)$. Чтобы оценить степень влияния гидростатического давления на исследуемые величины, воспользуемся данными работ [19,20]. Так, для алюминиевого сплава D54S возрастание силы динамического торможения в области независимых столкновений и в области коллективного взаимодействия составляет соответственно 32 и 10%, для технического магния — 28 и 8%, для меди — 8 и 3%, для молибдена — 3 и 1%, для вольфрама — 2 и 1%.

Таким образом, гидростатическое сжатие кристалла может приводить в ряде материалов к значительному возрастанию силы динамического торможения дислокаций точечными дефектами.

Список литературы

[1] Р.З. Валиев, И.В. Александров. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. Академкнига, М. (2007). 398 с.
[2] V. Varyukhin, Y. Beygelzimer, R. Kulagin, O. Prokof'eva, A. Reshetov. Mater. Sci. Forum **667**, 31 (2011).
[3] Y. Beygelzimer, V. Varyukhin, S. Synkov, D. Orlov. Mater. Sci. Eng. A **503**, 14 (2009).
[4] Р.А. Андриевский, А.М. Глезер. УФН **179**, 337 (2009).
[5] Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути. Динамика дислокаций и пластичность. Мир, М. (1989). С. 68–87.
[6] А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ДАН **420**, 467 (2008).
[7] V.V. Malashenko. Physica B **404**, 3890 (2009).
[8] V.V. Malashenko. Mod. Phys. Lett. B **23**, 2041 (2009).
[9] В.В. Малашенко. Кристаллография **54**, 312 (2009).
[10] В.В.Малашенко. ФТТ **53**, 2204 (2011).
[11] В.В. Малашенко. ЖТФ **81**, *9*, 67 (2011).
[12] В.В. Малашенко. ЖТФ **76**, *6*, 127 (2006).
[13] V.D. Natsik, K.A. Chishko. Cryst. Res. Technol. **19**, 763 (1984).
[14] А.М. Косевич, В.В. Токий, В.А. Стрельцов. ФММ **45**, 1135 (1978).
[15] В.В. Токий, В.И. Зайцев. ФТТ **15**, 2460 (1973).
[16] А.М. Косевич. Дислокации в теории упругости. Наук. думка, Киев (1978). 220 с.
[17] В.В. Малашенко. ФТТ **49**, 78 (2007).
[18] V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik. Phys. Status Solidi B **143**, 425 (1987).
[19] И.Н. Францевич, Ф.Ф. Воронов, С.А. Бакута. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов. Наук. думка, Киев (1982). 286 с.
[20] А.И. Лурье. Нелинейная теория упругости. Наука, М. (1980). 512 с.