

05

Особенности динамики дислокаций в облученных металлах и сплавах с гигантской магнитострикцией

© В.В. Малашенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
Донецкий государственный технический университет, Украина
E-mail: malashenko@fti.dn.ua

Поступило в Редакцию 5 июня 2012 г.

Исследовано динамическое взаимодействие движущихся дислокаций с дислокационными петлями в облученных металлах и сплавах с гигантской магнитострикцией. Проанализировано динамическое торможение движущейся дислокации дислокационными петлями в кристаллах с гигантской магнитострикцией. Показано, что при высоких концентрациях петель, в частности, в облученных кристаллах данный механизм диссипации может привести к повышению предела текучести на десятки процентов.

Как известно, микроэлектромеханические системы (MEMS), объединяющие в себе микроэлектронные и микромеханические элементы, обычно изготавливаются на основе кремния. Однако в 2011 году группой исследователей был получен сплав на основе железа и кобальта, обладающий гигантской магнитострикцией, который может стать основой для создания датчиков и микроскопических устройств нового поколения, контролируемых магнитным полем [1]. Поскольку используемые в микросистемотехнике материалы перестали быть чисто электронными и широко используются как конструкционные [2], большое значение приобретают их механические свойства, которые в значительной степени определяются движением дислокаций и их взаимодействием с различными структурными дефектами кристалла. В свою очередь наличие гигантской магнитострикции [3] оказывает влияние на взаимодействие дислокаций с другими дефектами структуры, а следовательно, и на механические свойства кристаллов [4]. Потенциальные барьеры, создаваемые этими дефектами, дислокация может преодолеть двумя способами: с помощью термических флуктуаций, если кинетическая энергия дислокации ниже барьера, и динамическим образом (надбарьер-

ное скольжение) в противном случае [5]. Некоторые особенности термофлуктуационного движения дислокаций в металлических композитах с гигантской магнитоупругостью исследовались в работе [6].

В работе [7] показано, что в облученном деформируемом материале может наблюдаться эффект резкого возрастания доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме. Кроме того, облучение приводит к значительному возрастанию концентрации структурных дефектов, при этом интенсивность развития микроструктуры зависит от вида облучения и его характеристик (сечений ядерных реакций, зарядовых и энергетических спектров и т.д.) [8]. Эти характеристики определяют интенсивность образования вакансий и междоузельных атомов — пар Френкеля, различных примесей, дислокационных петель. Отметим, что дислокационные петли могут образовываться и при различных видах обработки металлов (ковке, штамповке), а также в результате релаксации напряжений вблизи нановключений [9], но наиболее высоких значений концентрации петель достигает при радиационном облучении. Теоретическому исследованию динамического торможения движущихся дислокаций дислокационными петлями посвящены работы [10,11], однако влияние магнитоупругого взаимодействия в них не учитывалось.

Особенности динамического взаимодействия дислокаций с дислокационными петлями в металлах и сплавах, обладающих гигантской магнитоупругостью, ранее не изучались и составляют предмет исследования данной статьи.

Рассмотрим бесконечную краевую дислокацию, скользящую под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v в ферромагнитном кристалле с магнитной анизотропией типа „легкая ось“. Ось легкого намагничивания параллельна оси OY , направление намагниченности и магнитного поля совпадает с положительным направлением этой оси. Линия дислокации параллельна оси OZ , вектор Бюргера дислокации параллелен оси OX . Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ , а ее положение определяется функцией

$$X(y = 0, z, t) = vt + w(y = 0, z, t). \quad (1)$$

Плоскости неподвижных дислокационных петель параллельны плоскости скольжения дислокации, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Рассмотрим случай, когда все дислокационные

петли являются призматическими. Для простоты все петли будем считать одинаковыми, т.е. имеющими одинаковые радиусы, равные a , и одинаковые векторы Бюргера $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$, параллельные оси OY . Уравнение движения дислокации может быть представлено в следующем виде:

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

где m — масса единицы длины дислокации, σ_{xy}^L — компонента тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации призматическими петлями, B — константа демпфирования, обусловленная фононными, магннными или электронными механизмами диссипации, m — масса единицы длины дислокации, c — скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, b — модуль вектора Бюргера движущейся дислокации.

Как было показано авторами [12], влияние магнитной подсистемы на скольжение дислокации сводится к перенормировке константы демпфирования B , а влияние на спектр дислокационных колебаний — к перенормировке спектральной щели. Спектральная щель Δ входит в явном виде в выражение для вычисления силы динамического торможения дислокации дислокационными петлями

$$F_d = \frac{n_L b_0^2}{8\pi^2 m} \int d^3 p |p_x| |\sigma_{xy}(\mathbf{p})|^2 \delta \{ p_x^2 v^2 - \Delta^2 - c^2 p_z^2 \}, \quad (3)$$

где n_L — объемная концентрация дислокационных петель, а интегрирование выполняется по всему импульсному пространству. Вклад магнитоупругого взаимодействия в формирование спектральной щели, согласно [12], определяется выражением

$$\Delta_M^2 = \frac{B_M^2 b^2 \omega_M}{16\pi m c_s^2} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}, \quad (4)$$

где $B_M = \lambda M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, λ — константа магнитоупругого взаимодействия, $\omega_M = g M_0$, g — гироманнитное отношение, θ_c — температура Кюри. Параметры ε_0 и c_s определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось, когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии: $\varepsilon_K = \varepsilon_0 + c_s^2 k^2$ (k — волновой вектор). В случае кристаллов с гигантской магнитоупругой вклад магнитоупругого взаимодействия в формирование спектральной

щели оказывается самым существенным, т.е. $\Delta = \Delta_M$, поэтому в кристаллах такого типа и величина щели, и величина силы торможения дислокации дислокационными петлями зависит от магнитных характеристик конкретного вещества. Например, для гадолиния, согласно данным работ [3,12,13], вклад магнитоупругого взаимодействия по порядку величины составляет $\Delta_M = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, т.е. в этом металле он является доминирующим.

Согласно результатам работ [10,11], в области скоростей $v < v_L$, где величина характерной скорости v_L определяется выражением $v_L = a\Delta$, сила динамического торможения движущейся краевой дислокации дислокационными петлями имеет характер сухого трения, т.е. не зависит от скорости дислокационного скольжения. Поскольку для гадолиния вектор Бюргера составляет $b = 3.6 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, получим для величины характерной скорости значение $v_L = 360 \text{ m/s}$, т.е. в данном случае сухое трение должно иметь место практически во всем диапазоне динамических скоростей, границы которого определяются неравенствами $c \gg v \geq 10^{-2}c$, где c — скорость звука в кристалле. Воспользовавшись результатами работы [11], получим приближенное выражение для вклада исследуемого механизма диссипации в увеличение предела текучести кристаллов с гигантской магнитострикцией

$$\tau_L = \frac{n_L \mu b a c}{(1 - \gamma)^2 \Delta_M}. \quad (5)$$

Здесь μ — модуль сдвига, γ — коэффициент Пуассона.

Выполним численную оценку полученной величины для гадолиния ($\mu = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$, $\gamma = 0.25$, $c = 3 \cdot 10^3 \text{ m/s}$). Значение концентрации петель и их размеров возьмем из работы [14], посвященной изучению структуры облученных материалов. Для $n_L = 1.7 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ и $a = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ (доза 4 дпа) получим $\tau_L = 41 \text{ МПа}$. Поскольку предел текучести гадолиния равен 182 МПа, его увеличение за счет рассмотренного выше механизма составляет 22%.

Список литературы

- [1] Hunter D., Ocborn W., Wang K., Kazantseva N., Hattrick-Simpers J., Suchoski R., Takahashi R., Young M.L., Mehta A., Bendersky L.A., Lofland S.E., Wuttig M., Takeuchi I. // Nature Communications. Nov. 1, 2011. DOI: 10.1038/ncomms 1529.

- [2] Головин Ю.И. // ФТТ. 2008. Т. 50. В. 12. С. 2113–2142.
- [3] Белов К.П., Катаев Г.И., Левитин Р.З. // УФН. 1983. Т. 140. В. 2. С. 271–313.
- [4] Molotskii M. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 051905 (3 p.).
- [5] Куксин А.Ю., Стегайлов В.В., Янилкин А.В. // ДАН. 2008. Т. 420. № 4. С. 467–471.
- [6] Sato E., Yamaguchi A., Kitazono K., Kuribayashi K. // Materials Science and Engineering: A. 2004. V. 387–389. P. 900–904.
- [7] Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Неклюдов Н.В., Пархоменко А.А. // ФТТ. 1998. Т. 40. В. 9. С. 1631–1634.
- [8] Слезов В.В., Субботин А.В., Осмаев О.А. // ФТТ. 2005. Т. 47. В. 3. С. 463–468.
- [9] Chaldyshev V.V., Kolesnikova A.L., Bert N.A., Romanov A.E. // Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 024309 (10 p.).
- [10] Malashenko V.V. // Physica B: Phys. Cond. Mat. 2009. V. 404. P. 3890–3893.
- [11] Малащенко В.В. // ФТТ. 2011. Т. 53. В. 11. С. 2204–2208.
- [12] Малащенко В.В., Соболев В.Л., Худик Б.И. // Металлофизика. 1986. Т. 29. № 5. С. 1614–1616.
- [13] Мишин Д.Д. Магнитные материалы. М.: Высш. шк., 1991. 384 с.
- [14] Неустроев В.С., Дворецкий В.Г., Островский З.Е., Шамардин В.К., Шиманский Г.А. // ВАНТ. 2003. № 3. С. 73–78.