Физика и техника высоких давлений 2018, том 28, № 4

PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk

В.В. Малашенко[1,2], Т.И. Малашенко[3]

ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

[1]Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

[2]Донецкий национальный университет

[3]Донецкий национальный технический университет

Статья поступила в редакцию 19 ноября 2018 года

Исследовано динамическое торможение дислокаций круговыми дислокационными петлями при высокоскоростной пластической деформации металлов и сплавов под действием лазерных импульсов высокой мощности. Получено аналитическое выражение вклада этого механизма диссипации в величину динамического предела текучести.

Ключевые слова: дислокации, прочность, пластичность, высокоскоростная пластическая деформация, лазерное излучение

Современные лазерные технологии являются весьма тонким и избирательным инструментом воздействия на структуру функциональных материалов, а следовательно, и на их свойства, в том числе механические [1–3].

Механические свойства кристаллов в значительной степени определяются движением дислокаций и их взаимодействием с другими структурными дефектами. Потенциальные барьеры, созданные такими дефектами, движущаяся дислокация может преодолевать двумя путями в зависимости от скорости своего движения. Медленно движущиеся дислокации останавливаются перед этими барьерами и могут преодолеть их с помощью термических флуктуаций. При высокой скорости скольжения их кинетическая энергия превосходит высоту энергетических барьеров, препятствия преодолеваются без участия термических флуктуаций. Это так называемая динамическая область скоростей, нижняя граница которой определяется неравенством $v \geq 10^{-2} c$, где c − скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле [4]. Торможение дислокаций в данной области в значительной степени зависит от перекачки энергии от дислокации к различным элементарным возбуждениям в кристалле. Однако при высокой концентрации примесей и других дефектов решетки динамическое взаимодействие дислокации с этими дефектами становится весьма существенным и оказывает значительное влияние на ее подвижность, а также на свойства кристаллов, обусловленные дислокационным движением.

Динамический режим движения дислокаций реализуется, в частности, при ударных нагрузках, создаваемых коротковолновым лазерным излучением огромной мощности [5–7].

Особый интерес с точки зрения как практического применения, так и фундаментальной науки представляет случай, когда исследуемый кристалл содержит структурные дефекты не только различных размеров, но и различной размерности. Этот случай реализуется, например, когда кристалл содержит и точечные дефекты (примеси, вакансии, междоузельные атомы), и линейные, такие как дислокационные петли, которые образуются при индентировании, отжиге, закалке, ковке, штамповке, но особенно высока их концентрация при радиационном облучении [8].

Исследованию взаимодействия движущихся дислокаций с неподвижными дислокационными петлями посвящено довольно много работ, в большинстве из которых использовались методы молекулярной динамики [9–14]. Однако динамическое взаимодействие скользящих дислокаций с петлями в условиях высокоскоростной деформации, обусловленной воздействием лазерных импульсов высокой мощности, ранее не изучалось. Его анализу и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим кристалл, содержащий круговые дислокационные петли и точечные дефекты. Пусть бесконечная краевая дислокация совершает скольжение под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v. Линия дислокации параллельна оси OZ, вектор Бюргерса дислокации параллелен оси OX. Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ, а ее положение определяется функцией

$$W(y=0,z,t)=vt+w(y=0,z,t)\,. \tag{1}$$

Плоскости 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 Бюргерса $\mathbf{b}_0=(0,-b_0,0)$, параллельные оси OY. Уравнение движения дислокации может быть представлено в следующем виде:

$$m\left\{\frac{\partial^2 W}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2 W}{\partial z^2}\right\}=b\left[\sigma_0+\sigma_{xy}^d+\sigma_{xy}^L\right]-B\frac{\partial W}{\partial t}\,, \tag{2}$$

где m – масса единицы длины дислокации; c – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн; σ_{xy}^d, σ_{xy}^L – компоненты тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации соответственно точечными дефектами и призматическими петлями; B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными или электронными механизмами диссипации.

Динамическое торможение движущейся краевой дислокации призматическими дислокационными петлями приводит к возрастанию динамического предела текучести твердого тела, а его вклад в этот предел может быть вычислен по формуле

$$\tau_L = \frac{n_L b}{8\pi^2 m}\int \mathrm{d}^3 p\left|p_x\right|\cdot\left|\sigma_{xy}^L(\mathbf{q})\right|^2 \delta\left(p_x^2 v^2 - \omega^2(p_z)\right), \tag{3}$$

где $\omega(p_z)$ – спектр дислокационных колебаний, n_L – объемная концентрация петель.

В рассматриваемом нами случае спектр дислокационных колебаний имеет вид

$$\omega^2(p_z) = c^2 p_z^2 + \Delta^2 . \tag{4}$$

Наличие щели Δ существенно изменяет характер торможения дислокации петлями, в частности скоростная зависимость этой силы становится немонотонной. После несложных преобразований выражение для искомой величины τ_L может быть представлено в виде

$$\tau_L = \frac{n_L b}{4\pi^2 mcv}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}q_y \int\limits_{\Delta/v}^{\infty} \mathrm{d}q_x q_x \frac{\left|\sigma_{xy}^L\left(q_x, q_y, 0\right)\right|^2}{\sqrt{q_x^2 - \dfrac{\Delta^2}{v^2}}} . \tag{5}$$

Далее будем анализировать интервал скоростей $v < v_L$, где величина характерной скорости v_L определяется выражением $v_L = a\Delta$. Этот интервал интересен тем, что именно в нем, согласно [14], динамическое торможение дислокаций дислокационными петлями может приобрести характер сухого трения. Величина τ_L в данном интервале скоростей приближенно может быть описана следующим выражением:

$$\tau_L = \frac{n_L \mu b_0^2 ac}{\left(1-\gamma\right)^2 \Delta} . \tag{6}$$

Это и есть эффект сухого трения, заключающийся в том, что сила динамического торможения дислокаций не зависит от скорости их скольжения. Возникновение эффекта сухого трения при торможении движущихся дислокаций дислокационными петлями определяется двумя главными факторами: видом упругого поля дислокационных петель и наличием щели в спектре колебаний движущейся дислокации. Величина щели должна быть такой, чтобы выполнялось условие $v < v_L$, но при этом скорость дислокационного скольжения должна попадать в область динамического торможения, т.е. должны быть справедливыми неравенства

$$10^{-2}c < v < v_L = a\Delta \cdot \tag{7}$$

Для возникновения эффекта сухого трения существенным является наличие и величина спектральной щели, происхождение же этой щели принципиального значения не имеет.

Колебательный спектр дислокации может сформироваться под влиянием конкурирующих коллективных воздействий – взаимодействий дислокации с другими движущимися дислокациями и с неподвижными точечными дефектами. Коллективное взаимодействие дислокаций будет доминирующим в случае высокой плотности подвижных дислокаций, а именно при выполнении условия

$$\rho > \frac{\varepsilon}{b^2}\sqrt{n_{0d}}\,, \tag{8}$$

где ε – параметр несоответствия точечного дефекта, n_{0d} – безразмерная концентрация дефектов, $n_{0d} = nb^3$.

Для типичных значений $\varepsilon = 10^{-1}$, $b = 3\cdot10^{-10}$ m, $n_{0d} = 10^{-2}$ –10^{-4} и плотности дислокаций $\rho = 10^{14}$–10^{15} m^{-2} условие (8) выполняется. В этом случае спектральная щель имеет вид

$$\Delta_{\mathrm{dis}} = \pi b\sqrt{\frac{M\rho}{3m}} \approx c\sqrt{\rho}\,. \tag{9}$$

Здесь $M = \dfrac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}$, где μ – модуль сдвига, γ – коэффициент Пуассона.

Вклад динамического торможения дислокаций круговыми дислокационными петлями при этом может быть описан следующим выражением:

$$\tau_L = \frac{n_L \mu b_0 ac}{b}\sqrt{\frac{6m}{\pi\mu\rho(1-\gamma)^3}} \approx \frac{n_L \mu b_0 a}{(1-\gamma)^2\sqrt{\rho}}\,. \tag{10}$$

Выполним численную оценку полученной величины. Для $b_0 = 3\cdot10^{-10}$ m, $\gamma = 0.3$, $a = 100b$, $n_L = 10^{22} - 10^{23}$ m^{-3}, $\mu = 4\cdot10^{10}$ Pa, $\rho = 10^{14}$ m^{-2} получим $\tau_L = 10^7 - 10^8$ Pa. Это значит, что вклад исследуемого в данной работе механизма диссипации может составлять десятки процентов.

Если же доминирующим фактором при формировании колебательного спектра является коллективное взаимодействие точечных дефектов с дислокацией, то спектральная щель описывается выражением

$$\Delta = \Delta_{\mathrm{def}} = \frac{c}{b}\left(n_{0d}\varepsilon^2\right)^{1/4}. \tag{11}$$

Вклад динамического торможения дислокаций круговыми петлями в этом случае определяется формулой

$$\tau_L = \frac{n_L \mu b b_0 a}{(1-\gamma)^2 \left(n_{0d}\varepsilon^2\right)^{1/3}} \approx \frac{n_L \mu b_0 a l_d}{(1-\gamma)^2}. \tag{12}$$

Как следует из полученного выражения, сила динамического торможения краевой дислокации призматическими петлями в исследуемой области скоростей зависит от концентрации не только петель, но и точечных дефектов: повышение концентрации последних приводит к увеличению размеров спектральной щели, а следовательно, к уменьшению силы торможения дислокации петлями.

Выполним численные оценки, чтобы убедиться, что исследуемые нами скорости не выходят за границы динамической области. Для типичных значений $\varepsilon \approx 10^{-1}$, $a \approx 10b$, $b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ m, $c \approx 3 \cdot 10^3$ m/s и $n_{0d} \approx 10^{-4}$ получим $v_L \approx 10^{-1} c \approx 300$ m/s, т.е. скорости $v < v_L$, при которых возникает эффект сухого трения, находятся в динамическом скоростном интервале. Если же размер петель $a \approx 100b$, то при той же концентрации точечных дефектов получим $v_L \approx c$, т.е. возникновение данного эффекта становится возможным практически при любых скоростях динамической области.

Щель в спектре дислокационных колебаний может формироваться также благодаря действию сил изображения при скольжении дислокации параллельно свободной поверхности, которое фактически эквивалентно движению пары дислокаций – реальной дислокации и ее изображения. Появляющаяся в этом случае спектральная щель определяется выражением

$$\Delta = \Delta_S = \frac{b}{l_S}\sqrt{\frac{M}{2m}} \approx \frac{c}{l_S}. \tag{13}$$

Здесь l_S – расстояние от свободной поверхности кристалла до плоскости скольжения дислокации. Тогда для вклада силы динамического торможения краевых дислокаций круговыми петлями получим следующую формулу:

$$\tau_L = \frac{n_L \mu b_0 a l_S}{(1-\gamma)^2}\sqrt{\frac{\ln\left(D / l_{\mathrm{dis}}\right)}{4}} \approx \frac{n_L \mu b_0 a l_S}{(1-\gamma)^2}. \tag{14}$$

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что эффект сухого трения, возникающий при высокоскоростной деформации, инициированной воздействием лазерных импульсов высокой мощности, может оказывать существенное влияние на механические свойства функциональных материалов.

1. *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 Physics **10**, 9 (2014).
2. *D. Batani*, EPL **114**, 65001 (2016).
3. *Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин*, УФН **166**, 3 (1996).

4. *В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом*, УФН **115**, 3 (1975).
5. *D. Batani, H. Stabile, A. Ravasio, G. Lucchini, F. Strati, T. Desai, J. Ullschmied, E. Krousky, J. Skala, L. Juha, B. Kralikova, M. Pfeifer, Ch. Kadlec, T. Mocek, A. Präg, H. Nishimura, Y. Ochi*, Phys. Rev. **E68**, 067403 (2003).
6. *D. Batani, F. Strati, H. Stabile, M. Tomasini, G. Lucchini, A. Ravasio, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, H. Nishimura, Y. Ochi, J. Ullschmied, J. Skala, B. Kralikova, M. Pfeifer, Ch. Kadlec, T. Mocek, A. Präg, T. Hall, P. Milani, E. Barborini, P. Piseri*, Phys. Rev. Lett. **92**, 065503 (2004).
7. *Y. Wang, Z.-K. Liu, L.-Q. Chen, L. Burakovsky, D.L. Preston, W. Luo, B. Johansson, R. Ahuja*, Phys. Rev. **B71**, 054110 (2005).
8. *В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев*, ФТТ **47**, 463 (2005).
9. *R. Novokshanov, S. Roberts*, J. Nucl. Mater. **386–388**, 64 (2009).
10. *Yu.N. Osetsky, D.J. Bacon, Z. Rong, B.N. Singh*, Phil. Mag. Lett. **84**, 745 (2004).
11. *Z. Rong, D.J. Bacon, Yu.N. Osetsky*, Mater. Sci. Eng. **A400–401**, 378 (2005).
12. *R.E. Voskoboynikov, Yu.N. Osetsky, D.J. Bacon*, Mater. Sci. Eng. **A400–401**, 54 (2005).
13. *В.В. Малашенко*, ФТТ **50**, 1788 (2008).
14. *V.V. Malashenko*, Physica **B404**, 3890 (2009).
15. *В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко*, Известия РАН. Серия физическая **82**, 1213 (2018).
16. *В.В. Малашенко*, Письма в ЖТФ **44**, вып. 18, 47 (2018).

V.V. Malashenko, T.I. Malashenko

DYNAMIC INTERACTION OF STRUCTURAL DEFECTS IN METALS AND ALLOYS UNDER EXPOSURE OF LASER PULSES

The dynamic drag of dislocations by circular dislocation loops at high-rate plastic deformation of metals and alloys under the action of high-power laser pulses is studied. An analytical expression of the contribution of this dissipation mechanism to the dynamic yield strength is obtained.

Keywords: dislocations, strength, plasticity, high-rate plastic deformation, laser radiation