

**ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ**<sup>1,2</sup>Малашенко В.В., <sup>3</sup>Малашенко Т.И., <sup>2</sup>Глазунов А.А., <sup>2</sup>Носов М.А.<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,  
г. Донецк, Украина, E-mail: malashenko@fti.dn.ua<sup>2</sup>Донецкий национальный университет, г. Донецк, Украина<sup>3</sup>Донецкий национальный технический университет, г. Донецк, Украина<sup>4</sup>Донецкая академия управления и государственной службы, г. Донецк, Украина

Использование лазеров стало мощным инструментом влияния на различные свойства функциональных материалов, в том числе механические [1]. Уникальные свойства лазерного излучения, в частности, высокая плотность энергии в импульсе, позволяют оказывать существенное влияние на улучшение механических свойств различных изделий. Использование лазеров дает возможность управлять изменениями в системе структурных дефектов, которые влияют на прочность, пластичность и другие механические характеристики обрабатываемых материалов. Лазерные импульсы обеспечивают возможность высокого темпа введения энергии в среду. При облучении кристаллов мощными лазерными импульсами ( $10^7$ - $10^8$  Вт см<sup>-2</sup>) образуется ударная волна, при этом генерация точечных дефектов (вакансий и междоузлий) происходит во всем объеме твердого тела, по которому прошел волновой фронт. Изменяя мощность лазерного воздействия, мы можем в широких пределах изменять плотность неравновесных дефектов.

В последние годы все более широкое применение находит высокоскоростная пластическая деформация ([2], [3]), которая реализуется, в частности, при воздействии на кристаллы лазерными импульсами высокой мощности [4]. В ходе этих процессов скорость пластической деформации достигает значений  $10^3$ - $10^7$  с<sup>-1</sup>, а изменение механических свойств кристаллов определяется главным образом движением дислокаций и их взаимодействием с элементарными возбуждениями кристалла и потенциальными барьерами, создаваемыми различными дефектами структуры. При этом дислокации движутся со скоростями  $v \geq 10^{-2}c$ , где  $c$  – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, и преодолевают эти барьеры без помощи тепловых флуктуаций. Это так называемая динамическая область скоростей. Механизм диссипации при динамическом взаимодействии со структурными дефектами заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения ([5],[6],[7]). Этот механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний. При высокоскоростной деформации плотность дислокаций достигает весьма больших значений, а взаимодействие дислокаций между собой приводит к перестройке дислокационного спектра, что в свою очередь оказывает существенное влияние на динамическое взаимодействие движущихся дислокаций с различными структурными дефектами. В результате изменяются механические свойства материалов, в частности, динамический предел текучести.

Существенное влияние на движение дислокаций, а, следовательно, и на механические свойства кристаллов, оказывает динамическое взаимодействие дислокаций с зонами Гинье-Престона, образующимися в сплавах в результате искусственного или естественного старения [8].

В работах [8,9] методом молекулярной динамики анализировалось движение краевой дислокации в упругом поле зон Гинье-Престона. В настоящей работе показано, что возрастание плотности подвижных дислокаций при высокоскоростном деформировании приводит к возникновению эффекта сухого трения при их динамическом взаимодействии с зонами Гинье-Престона, в результате чего возрастает динамический предел текучести сплава.

Пусть бесконечные краевые дислокации совершают скольжение в положительном направлении оси  $OX$  с постоянной скоростью  $v$  в кристалле, содержащем хаотически распределенные зоны Гинье-Престона. Линии дислокаций параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргерса  $b=(b,0,0)$  одинаковы и параллельны оси

ОХ. Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью ХОZ. Положение *k*-ой 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.

Зоны Гинье-Престона будем считать одинаковыми, имеющими радиус *R* и распределенными случайным образом в плоскостях параллельных плоскости скольжения дислокации ХОZ. Такая ситуация реализуется, например, в сплавах Al-Cu, где зоны Гинье-Престона имеют форму пластинок моноатомной толщины. [9].

Уравнение движения *k*-ой дислокации может быть представлено в следующем виде

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

где  $\sigma_{xy}^G$  – компонента тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации зонами Гинье-Престона,  $F_k$  – сила, действующая на дислокацию со стороны остальных дислокаций ансамбля,  $m$  – масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми),  $c$  – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн,  $B$  – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнанными или электронными механизмами диссипации. Здесь, как и в работах [10–13], будем считать выполненным условие  $\left[ Bbv/(mc^2) \right] \ll 1$ , позволяющее пренебречь влиянием константы  $B$  на силу торможения дислокации структурными дефектами.

Воспользовавшись методом, развитым в работах [10–13], силу динамического торможения движущейся краевой дислокации зонами Гинье-Престона вычислим по формуле

$$F_{def} = \frac{n_G b^2}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| \cdot \left| \sigma_{xy}^G(\mathbf{q}) \right|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)) \quad (3)$$

где  $\omega(q_z)$  – спектр дислокационных колебаний,  $\sigma_{xy}^G(\mathbf{q})$  – Фурье-образ компоненты тензора напряжений, созданных зонами Гинье-Престона,  $n_G$  – объемная концентрация этих зон.

В рассматриваемом нами случае спектр дислокационных колебаний имеет вид

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2 \quad (4)$$

При воздействии на кристалл лазерными импульсами высокой мощности плотность подвижных дислокаций значительно возрастает и может достигать значений  $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Именно коллективное взаимодействие дислокаций в этом случае вносит главный вклад в формирование спектральной щели, величина которой согласно [5] определяется формулой

$$\Delta = \Delta_{dis} = \pi b \sqrt{\frac{\mu \rho}{6\pi m(1-\gamma)}} \approx c \sqrt{\rho} \quad (5)$$

где  $\mu$  – модуль сдвига,  $\gamma$  – коэффициент Пуассона.

Выполняя вычисления, получим, что в интервале  $v < v_G = R\Delta_{dis}$  сила динамического торможения дислокации зонами Гинье-Престона приобретает характер сухого трения и ее вклад в величину динамического предела текучести может быть описан выражением

$$\tau_G = \frac{n_G \mu \eta^2 b R}{(1-\gamma)^2 \sqrt{\rho}} \quad (6)$$

где  $\eta$  – размерный фактор.

Полученное выражение справедливо при скоростях движения дислокации  $v < v_G$ . Оценим величину характерной скорости  $v_G$ . Для значений  $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ,  $c = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ ,  $R = 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}$  получим  $v_G = 10^{-1} c$ .

Выполним численную оценку вклада исследуемого механизма диссипации в величину динамического предела текучести. Для типичных значений  $\mu = 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ,  $\eta = 10^{-1}$ ,  $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ,  $R = 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ,  $n_G = 4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $\gamma = 0.3$  получим  $\tau_G = 10^8 \text{ Па}$ , т.е. вклад динамического торможения зонами Гинье-Престона может составлять десятки процентов.

Проведенный анализ показывает, что при высокоскоростной деформации состаренных сплавов, подвергнутых воздействию мощных лазерных импульсов, зоны Гинье-Престона могут существенно влиять на пластические свойства этих сплавов.

#### Список литературы:

1. Мирзоев Ф.Х., Панченко В.Я., Шелепин Л.А. Лазерное управление процессами в твердом теле // УФН.-1996.- Т. 166.–С. 3-32.
2. Lee J., Veysset D., Singer J., Retsch M., Saini G., Pezeril T., Nelson K., Thomas E. High strain rate deformation of layered nanocomposites / J. Lee, D. Veysset, J. Singer, M. Retsch, G. Saini, T. Pezeril, K. Nelson, E. Thomas // Nature Communications. - 2012.- No. 3.- P.1164.
3. Hallberg H., Rytberg K., Ristinmaa M. Model Describing Material-Dependent Deformation Behavior in High Velocity Metal Forming Processes // ASCE J. Eng. Mech.- 2009.- V. 135, N. 4.- P. 345-357.
4. Tramontina D., Bringa E., Erhart P., Hawreliak J., Germann T., Ravelo R., Higginbotham A., Suggit M., Wark J., Park N., Stukowski A., Tang Y. Molecular dynamics simulations of shock-induced plasticity in tantalum // High Energy Density Physics.- 2014. -V. 10.- P. 9-15.
5. Малашенко В.В. Коллективное преодоление дислокациями точечных дефектов в динамической области / В.В. Малашенко // ФТТ. -2014.- Т. 56, № 8.- С. 1528–1530.
6. Малашенко В.В. Особенности динамики дислокаций в облученных металлах и сплавах с гигантской магнитострикцией / В.В. Малашенко // ПЖТФ. -2012.- Т. 38, № 19.- С. 61–65.
7. Malashenko V.V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects / V.V. Malashenko // PhysicaB: Phys. Cond. Mat. 2009. V. 404, № 2. P. 3890–3892.
8. Singh C.V., Warner D.H. // Acta Materialia. V. 58. No. 17. P. 5797–5805.
9. Куксина А.Ю., Янилкина А.В. // МТТ. 2015. № 1. С. 54–65.