

07,01

## Зависимость динамического предела текучести бинарных сплавов от плотности дислокаций при высокоэнергетических воздействиях

© В.В. Малашенко

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

Поступила в Редакцию 31 марта 2020 г.  
В окончательной редакции 31 марта 2020 г.  
Принята к публикации 15 апреля 2020 г.

Теоретически проанализировано надбарьерное движение краевых дислокаций при высокоэнергетических воздействиях на бинарные сплавы, содержащие зоны Гинье–Престона. Показано, что при высокоскоростной деформации (high strain rate deformation) таких сплавов зависимость предела текучести от плотности дислокаций отклоняется от соотношения Тейлора и является немонотонной функцией, имеющей максимум. Положение максимума соответствует значению плотности дислокаций, при которой их вклад в формирование спектральной щели становится доминирующим.

**Ключевые слова:** динамика дислокаций, высокоскоростная деформация, зоны Гинье–Престона, динамический предел текучести.

DOI: 10.21883/FTT.2020.10.49919.075

### 1. Введение

Бинарные сплавы получили широкое применение при производстве различного оборудования: в частности, алюминиевые сплавы используют в качестве конструкционного материала в авиастроении, судостроении, ракетной технике и строительстве [1,2]. Зависимость механических свойств бинарных сплавов от плотности дислокаций при квазистатической деформации изучена достаточно детально и удовлетворительно описывается соотношением Тейлора, согласно которому, в частности, предел текучести металлов и сплавов пропорционален квадратному корню из плотности дислокаций [3]. Это соотношение является довольно универсальным. Авторы [4] наблюдали его выполнение при высокоскоростной деформации меди и стали. Однако в случае высокоскоростной деформации состаренных бинарных сплавов, содержащих зоны Гинье–Престона, ситуация является более сложной. Высокоскоростная деформация имеет место при высокоэнергетическом воздействии на функциональные материалы. Она реализуется в таких технологически важных приложениях, как высокоскоростная обработка и формовка материалов, создание ударостойких материалов, пробивание защитных оболочек, ударное повреждение авиационных и космических летательных аппаратов и конструкций, при использовании сварки взрывом, при воздействии на материалы лазерными импульсами высокой мощности, при использовании метода динамического канально-углового прессования [5–11]. В ходе перечисленных процессов скорость пластической деформации достигает значений  $10^3–10^9 \text{ s}^{-1}$ , а дислокации совершают надбарьерное скольжение, перемещаясь со скоростями  $v \geq 10^{-2}c$ , где

$c$  — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, и преодолевая структурные дефекты на своем пути динамическим образом. При этом механизм диссипации дислокационной энергии заключается в необратимом переходе кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию её изгибных колебаний в плоскости скольжения, которые возникают при взаимодействии дислокаций с другими дефектами структуры. Как следует из теории динамического взаимодействия дислокаций со структурными дефектами [12–16], динамика дислокаций при таком механизме диссипации зависит от вида спектра дислокационных колебаний, в первую очередь от наличия щели в дислокационном спектре. При высокоскоростной деформации плотность дислокаций значительно возрастает и может достигать значений  $\rho = 10^{15} \text{ m}^{-2}$ . Благодаря этому, именно взаимодействие дислокаций между собой вносит главный вклад в формирование щели в спектре дислокационных колебаний. Наличие такой щели означает, что дислокация совершает колебания в параболической потенциальной яме, перемещающейся по кристаллу вместе с ней. Увеличение плотности дислокаций приводит к увеличению щели, т.е. углублению потенциальной ямы, которая ограничивает амплитуду дислокационных колебаний, а, следовательно, снижает эффективность динамического торможения. При высокой концентрации в сплаве зон Гинье–Престона именно они вносят главный вклад в динамическое торможение (drag) дислокаций. Поскольку с ростом плотности дислокаций величина этого торможения снижается, возникает отклонение зависимости предела текучести от соотношения Тейлора, что и показано в настоящей статье.

Зоны Гинье–Престона оказывают весьма существенное влияние на механические свойства сплавов, изучению этого влияния посвящено значительное количество работ [17–21], однако зависимость механических свойств состаренных сплавов от плотности дислокаций при высокоскоростной деформации ранее не изучалась.

Рассмотрим движение ансамбля бесконечных краевых дислокаций под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в положительном направлении оси  $OX$  с постоянной скоростью  $v$  в кристалле, содержащем зоны Гинье–Престона и атомы второго компонента. Линии дислокаций параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргера  $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$  одинаковы и параллельны оси  $OX$ . Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью  $XOZ$ .

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.

Плоскости зон Гинье–Престона параллельны плоскости скольжения дислокаций, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Для простоты все зоны будем считать одинаковыми, то есть имеющими одинаковые радиусы  $R$ , одинаковую толщину равную диаметру атома второго компонента и одинаковые векторы Бюргера  $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$  параллельные оси  $OY$ .

Динамический предел текучести бинарного сплава определяется выражением

$$\tau = \tau_T + \tau_G + \tau_d + \tau_f. \quad (2)$$

Здесь  $\tau_T$  — слагаемое, определяемое соотношением Тейлора

$$\tau_T = \alpha \mu b \sqrt{\rho}, \quad (3)$$

где  $\mu$  — модуль сдвига,  $\rho$  — плотность дислокаций,  $\alpha$  — безразмерный коэффициент порядка единицы.

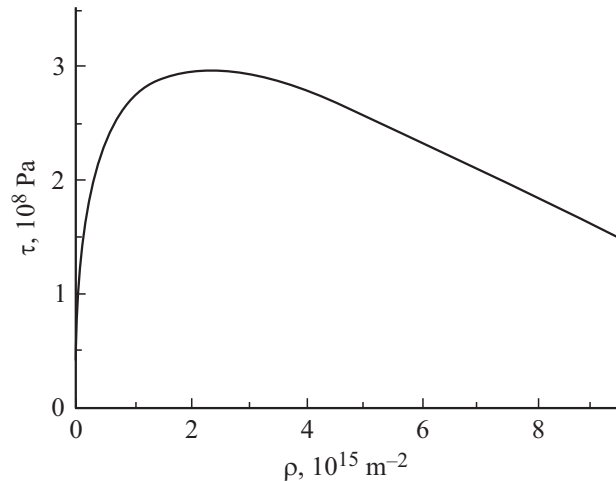
$\tau_f$  — вклад фонованного торможения

$$\tau_f = \frac{B \dot{\epsilon}}{\rho b c}. \quad (4)$$

Здесь  $B$  — константа демпфирования, обусловленная фоновыми, магнанными или электронными механизмами диссипации,  $\dot{\epsilon}$  — скорость пластической деформации.  $\tau_G$  — вклад силы динамического торможения дислокации зонами Гинье–Престона,  $\tau_d$  — вклад силы торможения точечными дефектами (атомами второго компонента). Аналитическое выражение для величины  $\tau_G$  можно получить, воспользовавшись результатами теории динамического взаимодействия [12–16]:

$$\tau_G = \mu \frac{n_G b^2 R}{\sqrt{\rho b^2 + \sqrt{n_d \chi^2}}}. \quad (5)$$

Здесь  $n_G$  — объемная концентрация зон Гинье–Престона,  $n_d$  — безразмерная концентрация атомов



Зависимость динамического предела текучести бинарного сплава от плотности дислокаций.

второго компонента,  $\chi$  — параметр их размерного несоответствия. Это выражение справедливо для скоростей пластической деформации, определяемых условием

$$\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_{cr} = \rho b c \sqrt{\rho b^2 + \sqrt{n_d \chi^2}}. \quad (6)$$

При таких скоростях торможение дислокаций зонами Гинье–Престона имеет характер сухого трения, т.е. не зависит от скорости движения дислокаций, а, следовательно, и от скорости пластической деформации.

Аналогично получим выражение для вклада атомов второго компонента

$$\tau_d = \mu \frac{n_d \chi^2}{\rho b^2 (\rho b^2 + \sqrt{n_d \chi^2})} \left( \frac{\dot{\epsilon} b}{c} \right). \quad (7)$$

Нас интересует случай, когда главный вклад в формирование спектральной щели вносит коллективное взаимодействие дислокаций, а главный вклад в динамическое торможение дислокаций вносит их взаимодействие с зонами Гинье–Престона. Такая ситуация реализуется в случае больших значений плотности дислокаций и концентраций зон Гинье–Престона:  $\rho = 10^{15} - 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ,  $n_G = 10^{23} - 10^{24} \text{ м}^{-3}$ . Оценим величину критической скорости пластической деформации. Для значений  $\rho = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $b = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ,  $n_d = 10^{-4}$ ,  $\chi = 10^{-1}$ ,  $c = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  получим  $\dot{\epsilon}_{cr} = 10^8 \text{ с}^{-1}$ .

Выполним численные оценки основных вкладов в динамический предел текучести сплавов.

Для значений  $\rho = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $b = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ,  $R = 4 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ,  $n_d = 10^{-4}$ ,  $\chi = 10^{-1}$ ,  $c = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ ,  $n_G = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $B = 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ,  $\dot{\epsilon} = 10^6 \text{ с}^{-1}$  получим следующие оценки порядка величины  $\tau_T = 10^8 \text{ Па}$ ,  $\tau_G = 10^8 \text{ Па}$ ,  $\tau_d = 10^5 \text{ Па}$ ,  $\tau_f = 10^{-7} \text{ Па}$ .

При таких значениях параметров основной вклад в торможение ансамбля движущихся дислокаций вносят торможение зонами Гинье–Престона и торможение дислокациями, определяемое соотношением Тейлора. Зависимость динамического предела текучести бинарного

сплава от плотности дислокаций в этом случае становится немонотонной: корневой рост сменяется спадом (см. рисунок). Максимум соответствует значению плотности, при которой дислокации начинают вносить главный вклад в формирование дислокационного спектра.

Учет описанного выше эффекта может играть существенную роль при анализе высокоскоростной деформации бинарных сплавов.

### Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] М.А. Васильев, С.М. Волошко, Л.Ф. Яценко. Успехи физики металлов **13**, 303 (2012).  
jbibitem2P.N. Mayer, A.E. Mayer. J. Appl. Phys. **120**, 075901 (2016).
- [3] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [4] С.В. Разоренов, Г.В. Гаркушин, Е.Г. Астафурова, В.А. Москвина, О.Н. Игнатова, А.Н. Малышев, М.И. Ткаченко. Физ. мезомеханика **20**, 43 (2017).
- [5] D. Batani. EPL. **114**, 6500 (2016).
- [6] S.V. Razorenov. Matter Rad. Extrem. **3**, 145 (2018).
- [7] С.А. Атрошенко, А.Ю. Григорьев, Г.Г. Савенков. ФТТ **61**, 1738 (2019).
- [8] Г.А. Малыгин, О.В. Клявин. ФТТ **59**, 1964 (2017).
- [9] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. УФН **177**, 809 (2007).
- [10] J. Lee, D. Veysset, J. Singer, M. Retsch, G. Saini, T. Pezzeril, K. Nelson, E. Thomas. Nature Commun. **3**, 1164 (2012).
- [11] 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).
- [12] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **44**, 47 (2018).
- [13] В.В. Малашенко. ФТТ **58**, 1973 (2016).
- [14] В.В. Малашенко. ФТТ **57**, 2388 (2015).
- [15] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **45**, 5 (2019).
- [16] V.V. Malashenko. Physica B: Phys. Condens. Mater **404**, 3890 (2009).
- [17] W. Verestek, A.P. Prskalo, M. Hummel, P. Binkele, S. Schmauder. Phys. Mesomech. **20**, 291 (2017).
- [18] A.Yu. Stroeв, O.I. Gorbatov, Yu.N. Gornostyrev, P.A. Korzhavyi. Phys. Rev. Mater. **2**, 033603 (2018).
- [19] А.Ю. Куксин, А.В. Янилкин. МТТ **1**, 54 (2015).
- [20] В.В. Малашенко. ФТТ **61**, 1845 (2019).
- [21] A.V. Yanilkin, V.S. Krasnikov, A.Yu. Kuksin, A.E. Mayer. Int. J. Plasticity **55**, 94 (2014).

Редактор Т.Н. Василевская