

07,01

Влияние зон Гинье—Престона на неустойчивость высокоскоростной пластической деформации состаренных сплавов

© В.В. Малашенко^{1,2}

¹ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Россия

² Донецкий государственный университет, Донецк, Россия

E-mail: malashenko@fti.dn.ua

Поступила в Редакцию 29 июня 2023 г.

В окончательной редакции 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 8 августа 2023 г.

Теоретически исследовано движение ансамбля краевых дислокаций при высокоскоростной деформации (high strain rate deformation) состаренного бинарного сплава с высокой концентрацией зон Гинье—Престона. Проанализирована зависимость динамического предела текучести состаренного сплава от скорости пластической деформации. Определены границы области динамической неустойчивости высокоскоростной пластической деформации. Показано, что увеличение концентрации зон Гинье—Престона приводит к увеличению области деформационной неустойчивости.

Ключевые слова: дислокации, дефекты, высокоскоростная пластическая деформация, динамический предел текучести, зоны Гинье—Престона.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56328.131

Одной из причин неустойчивости пластической деформации является аномальный характер дислокационного торможения (отрицательное трение): увеличение скорости дислокационного движения приводит к уменьшению дислокационного торможения (drag) [1,2]. Отрицательное трение имеет свои особенности в области высокоскоростной деформации, возникающей в условиях высокоэнергетических внешних воздействий. Она имеет место при использовании метода динамического канально-углового прессования, при ударно-волновом воздействии на металлы, при воздействии на кристаллы лазерными импульсами высокой мощности, при высокоскоростной обработке, при использовании взрыва для сварки и обработки металлов [3–13]. При этом дислокации совершают надбарьерное скольжение и движутся со скоростями от десятков до тысяч метров в секунду, а скорость пластической деформации достигает 10^5 – 10^9 с⁻¹. Особенности динамической неустойчивости в этой области скоростей определяются эффектами динамического взаимодействия структурных дефектов. В работе [14] исследовалась неустойчивость надбарьерного скольжения одиночной дислокации в кристаллах с высокой концентрацией точечных дефектов, в работе [15] изучалась неустойчивость движения дислокационного ансамбля в условиях высокоскоростной деформации. В этих работах анализировалась деформация кристаллов, не содержащих зон Гинье—Престона. Целью настоящей работы является анализ влияния этих зон на неустойчивость высокоскоростной пластической деформации состаренных сплавов.

Эволюция дислокационного ансамбля в деформируемом твердом теле может быть описана системой кинетических уравнений [16–20]. Эти уравнения позволили получить прекрасное согласие с многочисленными экспериментальными данными в области квазистатической деформации. Для анализа высокоскоростной деформации состаренных сплавов мы воспользуемся теорией динамического взаимодействия структурных дефектов (ДВД) [21–26]. Она менее универсальна, чем система уравнений [16–20], но адекватно описывает механизм диссипации при надбарьерном движении дислокаций и динамическое взаимодействие структурных дефектов в условиях высокоэнергетических внешних воздействий. Это позволяет выполнить качественный анализ ряда важных случаев высокоскоростной деформации.

Рассмотрим бесконечные краевые дислокации, которые под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 движутся в плоскостях параллельных XOZ с постоянной скоростью v в кристалле, содержащем атомы второго компонента и зоны Гинье—Престона. Эти зоны образуются на первой стадии старения сплавов и оказывают существенное влияние на их механические свойства [27–30]. Линии дислокаций параллельны оси OZ . Положение k -ой дислокации определяется функцией

$$W_k(z, t) = vt + w_k(z, t). \quad (1)$$

Здесь $w_k(z, t)$ — случайная величина, описывающая поперечные колебания дислокации, которые возникают при ее взаимодействии с хаотически распределенными дефектами структуры. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению

дефектов равно нулю. Скольжение дислокации описывается следующим уравнением

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

Здесь m — масса единицы длины дислокации, B — константа демпфирования, обусловленная фоновыми, магнотными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, $\sigma_{xy}^p, \sigma_{xy}^{dis}, \sigma_{xy}^G$ — компоненты тензора напряжений, создаваемых на линии k -й дислокации соответственно точечными дефектами (атомы второго компонента), другими дислокациями и зонами Гинье–Престона.

Плоскости зон Гинье–Престона параллельны плоскостям скольжения дислокаций, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Будем считать, что все зоны имеют радиус R , одинаковую толщину равную диаметру атома второго компонента, одинаковые векторы Бюргерса $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$ параллельные оси OY .

Механизм диссипации при надбарьерном скольжении дислокации в упругом поле структурных дефектов заключается в необратимом переходе энергии внешних воздействий в энергию поперечных колебаний дислокации в плоскости скольжения, а потому весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний, прежде всего к наличию в нем щели [21–26]. Спектр колебаний дислокации, содержащий щель, имеет вид

$$\omega(q_z) = \sqrt{c^2 q_z^2 + \Delta^2} \quad (3)$$

Рассмотрим случай, когда спектральная щель создается коллективным взаимодействием атомов второго компонента с дислокацией. Величина такой щели определяется выражением [21]:

$$\Delta = \Delta_d = \frac{c}{b} (n_d \chi^2)^{1/4}. \quad (4)$$

Здесь n_d — безразмерная концентрация атомов второго компонента, χ — параметр их размерного несоответствия. Атомы второго компонента вносят главный вклад в формирование спектральной щели при выполнении условия

$$n_d > \left(\frac{\rho b^2}{\chi} \right)^2. \quad (5)$$

Выполним численную оценку. Для значений $\chi = 10^{-1}$, $b = 3 \cdot 10^{-19}$ м, $\rho = 10^{15}$ м⁻² это условие выполняется при значении концентрации $n_d = 10^{-4}$ и более.

Динамический предел текучести сплава найдем как сумму вкладов силы динамического торможения дислокаций (drag) зонами Гинье–Престона τ_G , атомами второго компонента τ_d , фоновонного торможения τ_f и дислокационного торможения, определяемого соотношением

Тейлора

$$\tau_T = \alpha \mu b \sqrt{\rho} = T, \quad (6)$$

где μ — модуль сдвига, ρ — плотность дислокаций, α — безразмерный коэффициент порядка единицы.

Воспользовавшись результатами теории ДВД, выражение для вклада зон Гинье–Престона в динамический предел текучести запишем в виде

$$\tau_G = \frac{K}{1 + \varepsilon/\varepsilon_G}, \quad K = \frac{\mu n_G b_0^2 R}{\sqrt[4]{n_d \chi^2}}, \quad \varepsilon_G = \rho R c \sqrt[4]{n_d \chi^2}. \quad (7)$$

Вклад атомов второго компонента имеет следующий вид

$$\tau_d = \gamma \frac{\dot{\varepsilon}}{1 + (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_d)^2}, \quad B_d = \frac{\mu b}{c} \sqrt{n_d \chi^2}, \quad (8)$$

$$\gamma = \frac{B_d}{\rho b^2} = \frac{\mu \sqrt{n_d \chi^2}}{\rho b c}. \quad (9)$$

Здесь B_d — константа динамического торможения дислокации атомами второго компонента.

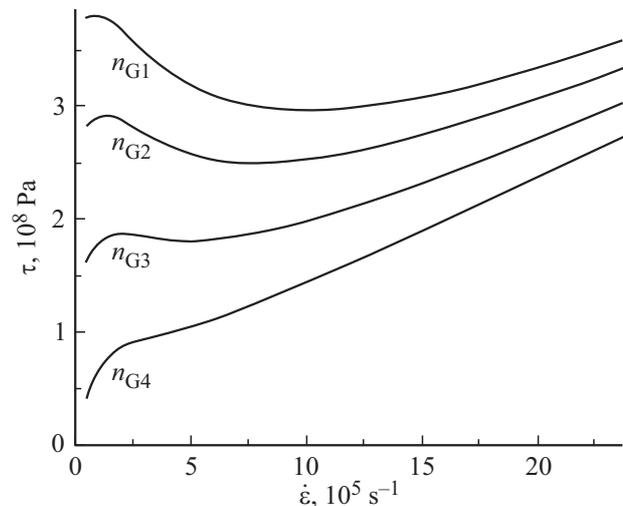
Фоновонное торможение дислокаций дает следующий вклад в динамический предел текучести

$$\tau_f = f \dot{\varepsilon}, \quad f = \frac{B}{\rho b^2}. \quad (10)$$

Следовательно, зависимость динамического предела текучести состаренного сплава от скорости пластической деформации определяется выражением

$$\tau = \gamma \frac{\dot{\varepsilon}}{1 + (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_d)^2} + \frac{K}{1 + \varepsilon/\varepsilon_G} + f \dot{\varepsilon} + T. \quad (11)$$

В работе [25] было показано, что скоростная зависимость динамического предела текучести состаренного сплава при выполнении специальных условий может



Зависимость динамического предела текучести состаренного сплава от скорости пластической деформации при различной концентрации зон Гинье–Престона ($n_{G1} > n_{G2} > n_{G3} > n_{G4}$).

иметь два минимума и два максимума. В настоящей работе не требуется выполнение этих условий, главный вклад в формирование спектральной щели вносит коллективное взаимодействие атомов второго компонента с дислокацией и рассматриваются предельно высокие значения концентрации зон Гинье–Престона $n_G = 10^{23} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$. В этих условиях скоростная зависимость предела текучести сплава является немонотонной и имеет максимум и минимум. График скоростной зависимости приведен на рисунке.

Положение максимума скоростной зависимости определяется выражением

$$\dot{\epsilon}_{\max} = \rho R c \sqrt[4]{n_d \chi^2} \left(1 + \frac{n_d \chi^2}{n_G b R^2} \right). \quad (12)$$

Минимум имеет место при значении скорости

$$\dot{\epsilon}_{\min} = \rho b^2 R \sqrt{\frac{\mu c n_G}{B} \left(1 + \frac{n_d \chi^2}{n_G b R^2} \right)}. \quad (13)$$

Выполним численные оценки. Для значений

$$\mu = 5 \cdot 10^{10} \text{ Pa}, \quad c = 3 \cdot 10^3 \text{ m/s}, \quad \chi = 10^{-1},$$

$$b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}, \quad R = 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}, \quad \rho = 10^{12} \text{ m}^{-2}$$

$$n_d = 10^{-4}, \quad B = 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}, \quad n_G = 10^{24} \text{ m}^{-3}$$

получим

$$\dot{\epsilon}_{\max} = 10^5 \text{ s}^{-1}, \quad \dot{\epsilon}_{\min} = 10^6 \text{ s}^{-1}.$$

Из полученных формул следует, что в области высоких скоростей деформации и высоких концентраций зон Гинье–Престона возрастание количества этих зон повышает неустойчивость пластической деформации. Во-первых, увеличиваются размеры области аномального торможения дислокаций, в которой предел текучести уменьшается с ростом скорости деформации. При этом положение максимума (левая граница области неустойчивости) смещается в сторону меньших значений при увеличении концентрации зон, положение минимума (правая граница этой области) смещается в сторону больших значений. Во-вторых, повышение концентрации зон Гинье–Престона приводит к более резкому спаду предела текучести, что также повышает неустойчивость пластической деформации.

Полученные результаты могут использоваться при анализе механического поведения состаренных сплавов в условиях высокоэнергетических внешних воздействий.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Г.Ф. Сарафанов. ФТТ **43**, 1041 (2001).
- [2] А.Х. Коттрелл. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. Металлургиздат, М. (1958). 768 с.
- [3] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **56**, 1123 (2014).
- [4] В.С. Красников, А.Ю. Куksин, А.Е. Майер, А.В. Янилкин. ФТТ **52**, 1295 (2010).
- [5] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. УФН **177**, 809 (2007).
- [6] Г.А. Малыгин. ФТТ **57**, 75 (2015).
- [7] D. Tramontina, E. Bringa, P. Erhart, J. Hawrelak, T. Germann, R. Ravelo, A. Higginbotham, M. Suggit, J. Wark, N. Park, A. Stukowski, Y. Tang. High Energy Density Phys. **10**, 9 (2014).
- [8] M.A. Meyers, H. Jarmakani, E.M. Bringa, B.A. Remington. Dislocation in Solids. V. 15 / Ed. J.P. Hirth, L. Kubin, B.V. Elsevier. (2009). Ch. 89. P. 96.
- [9] И.Н. Бородин, А.Е. Майер. ЖТФ **83**, 76 (2013).
- [10] А.Ю. Куksин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ДАН **420**, 467 (2008).
- [11] A.S. Savinykh, G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys. **128**, 025902 (2020).
- [12] D. Batani. Europhys. Lett. **114**, 65001(1–7) (2016).
- [13] С.А. Атрошенко, А.Ю. Григорьев, Г.Г. Савенков. ФТТ **61**, 1738 (2019).
- [14] В.В. Малащенко. ФТТ **49**, 78 (2007).
- [15] В.В. Малащенко. ФТТ **57**, 2388 (2015).
- [16] Г.А. Малыгин. ЖТФ **91**, 643 (2021).
- [17] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 979 (1999).
- [18] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 3 (1995).
- [19] Г.А. Малыгин, Б.И. Левандовский, Р.Б. Тимашов, В.М. Крымов, В.И. Николаев. Письма в ЖТФ **46**, 3 (2020).
- [20] Г.А. Малыгин, В.И. Николаев, В.М. Крымов, А.В. Солда-тов. Письма в ЖТФ **46**, 7 (2020).
- [21] В.В. Малащенко. Письма в ЖТФ **46**, 39 (2020).
- [22] В.Н. Варюхин, В.В. Малащенко. Изв. РАН. Сер. Физ. **82**, 9, 37 (2018).
- [23] V.V. Malashenko. Physica B: Phys. Condens. Matter **404**, 3890 (2009).
- [24] В.В. Малащенко, Т.И. Малащенко. ФТВД **4**, 75 (2022).
- [25] В.В. Малащенко. ФТТ **63**, 1391 (2021).
- [26] В.В. Малащенко. ФТТ **64**, 1012 (2022).
- [27] W. Verestek, A.-P. Prskalo, M. Hummel, P. Binkele, S. Schmauder. Phys. Mesomech. **20**, 291 (2017).
- [28] A.Yu. Stroev, O.I. Gorbatov, Yu.N. Gornostyrev, P.A. Korzhavyi. Phys. Rev. Mater. **2**, 033603 (2018).
- [29] А.Ю. Куksин, А.В. Янилкин. МТТ **1**, 54 (2015).
- [30] A.V. Yanilkin., V.S. Krasnikov, A.Yu. Kuksin, A.E. Mayer. Int. J. Plasticity **55**, 94 (2014).
- [31] В.В. Малащенко. Письма в ЖТФ **46**, 39 (2020).

Редактор Т.Н. Василевская