

05.1

Влияние коллективных эффектов на концентрационную зависимость предела текучести сплавов 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

Поступило в Редакцию 28 мая 2020 г.
В окончательной редакции 28 мая 2020 г.
Принято к публикации 18 июня 2020 г.

Теоретически проанализирована высокоскоростная деформация состаренных сплавов. В рамках единого подхода объяснены различные типы концентрационной зависимости предела текучести, наблюдающиеся в эксперименте.

Ключевые слова: дислокации, точечные дефекты, высокоскоростная пластическая деформация, предел текучести.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.18.50001.18399

Металлические сплавы получили широкое распространение в различных видах промышленности и относятся к весьма важному виду функциональных материалов. Одним из эффективных методов изменения их механических свойств является применение легирующих добавок. Влияние концентрации этих добавок при квазистатической деформации изучено довольно хорошо. Однако в случае высокоэнергетических воздействий, при которых материалы подвергаются высокоскоростной деформации, а дислокации совершают надбарьерное скольжение, зависимость механических свойств от концентрации легирующих примесей становится более сложной, поскольку во многом определяется различными динамическими эффектами. Высокоэнергетическое воздействие реализуется при динамическом канально-угловом прессовании, воздействии лазерными импульсами высокой мощности и высокоэнергетическими корпускулярными потоками, высокоскоростной обработке, в экспериментах по пробиванию оболочек, а также при использовании взрывов для сварки и обработки материалов [1–9].

Исследование влияния легирующих примесей на свойства сплавов чаще всего выполняется с помощью метода молекулярной динамики [10–12], однако концентрационные зависимости механических свойств в этих работах получены не были. В ряде работ такие процессы изучались на основе теории динамического взаимодействия, были получены аналитические выражения концентрационных зависимостей для некоторых частных случаев [13,14]. В настоящей работе в рамках единого подхода построена полная картина различных видов концентрационной зависимости, определяемая конкуренцией взаимодействия дислокаций с различными структурными дефектами.

Теория динамического взаимодействия структурных дефектов [13–18] основана на модифицированной струн-

ной модели Гранато–Люкке. При высокоскоростной деформации (high strain rate deformation) механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения, которые возникают в результате взаимодействия с другими структурными дефектами. В случае исследуемых нами сплавов это легирующие добавки и зоны Гинье–Престона, возникающие при старении сплавов. Данный механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний, прежде всего к наличию в нем щели:

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2. \quad (1)$$

Здесь c — скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, ω — частота дислокационных колебаний, Δ — щель, q_z — компонента волнового вектора (дислокация параллельна оси OZ).

Наличие щели в спектре дислокационных колебаний означает, что дислокация совершает колебания в параболической потенциальной яме. Однако эта яма перемещается по кристаллу вместе с колеблющейся дислокацией. Такая яма может возникать в результате действия сил изображения в приповерхностном слое, магнитоупругого взаимодействия с магнитной подсистемой кристалла, а также в результате коллективного взаимодействия точечных дефектов и дислокаций ансамбля с каждой движущейся дислокацией [13–18]. В нашем случае щель в спектре формируется в результате конкуренции двух последних взаимодействий, т.е. коллективного взаимодействия легирующих примесей с дислокацией и коллективного взаимодействия дислокаций ансамбля.

Одна из причин изменения характера концентрационной зависимости при увеличении концентрации заключается в следующем. С одной стороны, увеличение концентрации примесей приводит к росту динамического торможения. С другой стороны, с ростом концентрации

увеличивается и величина спектральной щели, в результате эффективность торможения снижается.

Механические свойства материала определяются полной (total) силой динамического торможения (drag) дислокации. В нашем случае эта сила равна

$$F_t = F_d + F_G + Bv. \quad (2)$$

Здесь F_d — сила динамического торможения, обусловленная рассеянием энергии движущейся дислокации примесями, F_G — сила торможения дислокации зонами Гинье–Престона, Bv — фононное торможение. Первое и второе слагаемые существенно зависят от вида спектральной щели [13–18]

$$F = \frac{nb^2}{8\pi^2m} \int d^3q |q_x| |\sigma_{xy}(\mathbf{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)). \quad (3)$$

Здесь n — объемная концентрация соответствующего дефекта, F — его вклад в полную силу торможения.

Концентрационная зависимость механических свойств зависит от того, какие структурные дефекты вносят главный вклад в формирование спектра дислокационных колебаний (1) и в величину полной силы торможения (2). Конкуренция этих взаимодействий позволяет объяснить различные типы такой зависимости, наблюдающиеся в экспериментах.

Пусть бесконечная краевая дислокация совершает скольжение под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v в плоскости XOZ . Кристалл содержит хаотически распределенные точечные дефекты и зоны Гинье–Престона. Зоны Гинье–Престона будем считать одинаковыми, имеющими радиус R и распределенными случайным образом в плоскостях, параллельных плоскости скольжения дислокации XOZ .

Линии дислокаций параллельны оси OZ , их векторы Бюргера $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси OX . Положение k -й дислокации определяется функцией

$$X_k = vt + w_k. \quad (4)$$

Здесь w_k — 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.

Уравнение движения дислокации может быть представлено в следующем виде:

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} = b [\sigma_0 + \sigma_{xy}^d + \sigma_{xy}^G] - B \frac{\partial X}{\partial t}, \quad (5)$$

где σ_{xy}^d — компонента тензора напряжений, создаваемых легирующими примесями на линии дислокации, σ_{xy}^G — компонента тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации зонами Гинье–Престона, 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.

Рассмотрим случай, когда концентрация зон Гинье–Престона невысока либо они вообще отсутствуют, а главный вклад и в формирование спектральной щели, и в полную силу торможения вносит коллективное взаимодействие легирующих примесей с дислокацией. Он реализуется при условии

$$n_d > n_1 = \left(\frac{\rho b^2}{\chi} \right)^2, \quad (6)$$

где χ — параметр несоответствия дефекта, n_d — безразмерная концентрация точечных дефектов, ρ — плотность подвижных дислокаций. Спектральная щель в этом случае описывается выражением

$$\Delta = \frac{c}{b} (n_d \chi^2)^{1/4}. \quad (7)$$

Тогда динамический предел текучести пропорционален квадратному корню из концентрации легирующих примесей, что согласуется с экспериментальными данными [19]:

$$\tau = \gamma \chi \sqrt{n_d}, \quad \gamma = \frac{\mu \dot{\epsilon}}{\rho b c}, \quad (8)$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации.

Рассмотрим случай, когда влияние зон Гинье–Престона по-прежнему несущественно и главный вклад в величину торможения вносят легирующие добавки. Вклад коллективного взаимодействия дислокаций ансамбля с каждой движущейся дислокацией доминирует при формировании спектральной щели. Это реализуется при $n_d < n_1$. Тогда спектральная щель определяется выражением $\Delta = c \sqrt{\rho}$. В этом случае концентрационная зависимость предела текучести является линейной

$$\tau = \gamma \chi^2 n_d. \quad (9)$$

Такая зависимость действительно наблюдалась в экспериментальной работе [20].

Если же концентрация зон Гинье–Престона высока и они оказывают существенное влияние на динамическое торможение дислокаций, концентрационная зависимость становится немонотонной, на ней появляются две восходящие ветви и одна нисходящая. Эта зависимость имеет максимум и минимум. На первом восходящем участке главный вклад в формирование щели вносят дислокации, а главный вклад в торможение — зоны Гинье–Престона. Предел текучести линейно растет с ростом концентрации примесей. После перехода через максимум главный вклад в формирование спектра вносят примеси, а главный вклад в торможение — зоны Гинье–Престона. С ростом концентрации примесей величина щели возрастает, а щель снижает эффективность торможения. Предел текучести на этом участке снижается. При дальнейшем

увеличении концентрации после прохождения минимума примеси доминируют и при формировании спектра, и при торможении. Предел текучести снова растёт:

$$\tau = \frac{\eta}{\sqrt{1 + \sqrt{n_d/n_1}}} + \frac{\beta n_d}{1 + \sqrt{n_d/n_1}} + \lambda. \quad (10)$$

Здесь коэффициенты η , β , λ зависят от плотности дислокаций и упругих констант кристалла, но не зависят от концентрации легирующих примесей. Концентрационная зависимость такого типа наблюдалась в работе [21].

Таким образом, теория динамического взаимодействия структурных дефектов позволяет не только получить аналитические выражения для вклада легирующих примесей в предел текучести сплавов, но и понять сущность физических процессов, протекающих при высокоскоростной деформации этих материалов.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Канель Г.И., Зарецкий Е.Б., Разоренов С.В., Ашитков С.И., Фортвов В.Е. // УФН. 2017. Т. 187. № 5. С. 525–545.
- [2] Batani D. // EPL. 2016. V. 114. P. 65001(1–7).
- [3] Малыгин Г.А., Клявин О.В. // ФТТ. 2017. Т. 59. В. 10. С. 1964–1969.
- [4] Mayer P.N., Mayer A.E. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 075901.
- [5] Tramontina D., Bringa E., Erhart P., Hawreliak J., Germann T., Ravelo R., Higginbotham A., Suggit M., Wark J., Park N., Stukowski A., Tang Y. // High Energy Density Phys. 2014. V. 10. P. 9–15.
- [6] Lee J., Veyssset D., Singer J., Retsch M., Saini G., Pezeril T., Nelson K., Thomas E. // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 1164.
- [7] Zaretsky E.B., Kanel G.I. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. P. 083511.
- [8] Канель Г.И., Фортвов В.Е., Разоренов С.В. // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 809–830.
- [9] Бородин И.Н., Майер А.Е. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 8. С. 76–80.
- [10] Santos-Güemes R., Bellón B., Esteban-Manzanares G., Segurado J., Capolungo L., LLorca J. // Acta Mater. 2020. V. 188. P. 475–485.
- [11] Esteban-Manzanares G., Alizadeh R., Papadimitriou I., Dickel D., Barrett C.D., LLorca J. // J. Mater. Sci. Eng. A. 2020. V. 788. P. 139555.
- [12] Куксин А.Ю., Янилкин А.В. // МТТ. 2015. № 1. С. 54–65.
- [13] Малащенко В.В. // ФТТ. 2019. Т. 61. В. 10. С. 1845–1848.
- [14] Малащенко В.В. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 18. С. 47–52.
- [15] Malashenko V.V. // Physica B. 2009. V. 404. P. 3890–3892.
- [16] Варюхин В.Н., Малащенко В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 9. С. 37–42.
- [17] Малащенко В.В. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 20. С. 1–5.
- [18] Малащенко В.В. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 17. С. 36–40.
- [19] Asay J.R., Fowles G.R., Durall G.E., Miles M.H., Tinder R.F. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2132–2145.
- [20] Charit I., Seok C.S., Murty K.L. // J. Nucl. Mater. 2007. V. 361. P. 262–273.
- [21] Morris D.G., Munoz-Morris M.A., Requejo L.M. // Mater. Sci. Eng. A. 2007. V. 460–461. P. 163–173.