05

Подавление скачков пластической деформации магнитным полем при низкотемпературном деформировании двухкомпонентных сплавов

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 22 марта 2019 г.
В окончательной редакции 22 марта 2019 г.
Принято к публикации 26 марта 2019 г.

Исследовано движение дислокаций при низкотемпературном деформировании двухкомпонентных сплавов. Найдено условие, при котором возможно появление участка с отрицательной скоростной зависимостью предела текучести, что является причиной возникновения динамической неустойчивости и скачков пластической деформации. Получено выражение для критического магнитного поля, способного подавлять эти деформационные скачки.

Ключевые слова: дислокация, магнитное поле, прерывистая деформация.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.12.47908.17801

Двухкомпонентные сплавы нашли широкое применение в различных отраслях промышленности. Их механические свойства в значительной степени определяются взаимодействием движущихся по кристаллу дислокаций с атомами второго компонента [1]. При этом пластическая деформация в определенной области температур и скоростей носит скачкообразный характер [2,3]. Скачки пластической деформации приводят к появлению деформационных полос. Одной из причин возникновения скачков пластической деформации является отрицательная скоростная зависимость предела текучести сплава [4]. Такая зависимость может возникнуть, в частности, в области независимых динамических взаимодействий движущейся дислокации с атомами второго компонента [5]. Отрицательная скоростная зависимость предела текучести приводит к возникновению динамической неустойчивости дислокационного движения, которая порождает скачки деформации. Глубже понять специфику этого взаимодействия позволяют эксперименты по низкотемпературной деформации [6–8]. При температуре $T < 25$ K фононные механизмы диссипации теряют свою эффективность, уступая ведущую роль электронному торможению (drag) дислокации. Величиной электронного торможения можно управлять с помощью постоянного магнитного поля [9,10].

Подавление скачков пластической деформации является важной практической задачей. В работе [3] исследовалось подавление прерывистой деформации Портевена–Ле Шателье постоянным электрическим током в алюминий-магниевом сплаве АМг5. Авторы [11] изучали влияние постоянного магнитного поля на неустойчивость пластического течения (эффект Портевена–Ле Шателье) в закаленных кристаллах NaCl : Eu при комнатных температурах. Подавление скачков низкотемпературной деформации двухкомпонентных сплавов магнитным полем ранее не исследовалось. Анализ возможности такого подавления является целью настоящей работы.

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 атомы второго компонента. Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси OX. Положение дислокации определяется функцией

$$X = vt + w(z, t). \qquad (1)$$

Здесь $w(z, t)$ — 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.

Уравнение движения дислокации может быть представлено в следующем виде:

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

где σ_{xy}^d — компонента тензора напряжений, создаваемых атомами второго компонента на линии дислокации, m — масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми), c — скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, B_e — константа электронного торможения дислокации.

Воспользовавшись теорией динамического взаимодействия структурных дефектов [5,12–14], силу динамического торможения (drag) движущейся краевой дислокации атомами второго компонента вычислим по формуле

$$F_d = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3q |q_x| \cdot |\sigma^d_{xy}(\mathbf{q})|^2 \delta\big(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)\big), \quad (3)$$

где $\omega(q_z)$ — спектр дислокационных колебаний, n — объемная концентрация атомов. Исследуемый механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения. Оценки показывают, что амплитуда дислокационных колебаний, обусловленных взаимодействием дислокации со структурными дефектами, может на два порядка превосходить амплитуду тепловых колебаний. Данный механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний, прежде всего к наличию в нем щели:

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

Спектральная щель может возникать в результате коллективного взаимодействия движущихся дислокаций ансамбля с данной дислокацией или в результате коллективного взаимодействия с ней атомов второго компонента. Рассмотрим случай, когда доминирующее влияние на формирование спектральной щели оказывает коллективное взаимодействие дислокации с точечными дефектами. Он реализуется при условии

$$\rho < \frac{\chi}{b^2}\sqrt{n_d}, \quad (5)$$

где χ — параметр несоответствия точечного дефекта, n_d — безразмерная концентрация этих дефектов, ρ — плотность подвижных дислокаций. Для $b = 3 \cdot 10^{-10}$ m, $\chi = 10^{-1}$, $n_d = 10^{-2}$–10^{-4} это условие выполняется для плотности подвижных дислокаций $\rho \leqslant 10^{15}\,\mathrm{m}^{-2}$.

Полная сила торможения дислокации будет равна

$$F = F_d + F_e. \quad (6)$$

Здесь F_d — сила динамического торможения дислокации атомами второго компонента, F_e — сила электронного торможения, которая, согласно [9], имеет вид

$$F_e = B_e(H)v, \quad B_e(H) = \frac{e\mu_0 B_e(0)\tau}{m_e} H, \quad (7)$$

где e — заряд электрона, m_e — его масса, μ_0 — магнитная постоянная, H — напряженность магнитного поля, $B_e(0)$ — константа электронного торможения при нулевом магнитном поле, τ — время свободного пробега электрона.

Сила динамического торможения дислокации структурными дефектами определяется величиной щели в спектре дислокационных колебаний [5], которая в данном случае создается коллективным взаимодействием атомов второго компонента с дислокацией и определяется выражением

$$\Delta = \frac{c}{b}\big(n_d \chi^2\big)^{1/4}. \quad (8)$$

После выполнения необходимых вычислений получим выражение для полной силы динамического торможения дислокации точечными дефектами и электронами в следующем виде:

$$F = \frac{B_d v}{1 + \frac{v^2}{v_d^2}} + B_e v. \quad (9)$$

Здесь B_d — константа динамического торможения дислокации атомами второго компонента,

$$B_d = \frac{\mu b \chi}{c}\sqrt{n_d}, \qquad v_d = b\Delta = c\big(n_d \chi^2\big)^{1/4}, \quad (10)$$

μ — модуль сдвига.

Анализ полученного выражения показывает, что скоростная зависимость силы торможения дислокации может иметь минимум и максимум при выполнении условия

$$B_d > 8B_e. \quad (11)$$

Скоростная зависимость силы торможения при выполнении данного условия имеет участок с отрицательным наклоном. На этом участке происходит снижение динамического предела текучести при повышении скорости пластической деформации. Возникает динамическая неустойчивость дислокационного движения, что приводит к появлению скачков пластической деформации. Меняя величину постоянного магнитного поля, можно менять величину константы электронного торможения, тем самым устраняя участки отрицательной скоростной зависимости и подавляя вызванные ими скачки деформации.

Максимум скоростной зависимости силы торможения соответствует переходу от коллективного взаимодействия точечных дефектов с дислокацией к независимым столкновениям с ними. Соответствующая ему скорость v_d не зависит от величины магнитного поля. Минимум находится в точке v_1

$$v_1 = v_d\sqrt{\frac{B_d}{B_e(H)}}. \quad (12)$$

Минимум кривой $F(v)$ соответствует переходу от области, где доминирующим является торможение дислокации атомами точечных дефектов ($v < v_1$), к области доминирования электронного торможения ($v > v_1$).

Прикладывая постоянное магнитное поле, мы повышаем силу электронного торможения. Когда она значительно превышает силу торможения точечными дефектами, максимум и минимум исчезают. Скоростная зависимость становится монотонной. Область динамической неустойчивости подавляется. Вместе с ней исчезают и порожденные этой неустойчивостью скачки деформации.

Величина критического магнитного поля, способного подавить эти деформационные скачки, определяется выражением

$$H_c = \frac{\mu b m_e \chi}{c e \mu_0 \tau B_e(0)}\sqrt{n_d}. \quad (13)$$

Выполним численные оценки критического магнитного поля. Для типичных значений $b = 3 \cdot 10^{-10}$ m, $\chi = 10^{-1}$, $n_d = 10^{-2}-10^{-4}$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ K, $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, $\mu = 5 \cdot 10^{10}$ Pa, $c = 3 \cdot 10^3$ m/s получим значение $H_c = 10^6-10^7$ A/m.

Отметим, что в работе [11] обнаружено влияние постоянного магнитного поля на неустойчивость пластического течения (эффект Портевена–Ле Шателье) в закаленных кристаллах NaCl:Eu при комнатных температурах. Действие магнитного поля приводит к уменьшению предела текучести, снижению вероятности возникновения и амплитуды скачков пластической деформации, а также к хаотизации распределения скачков по величине. Полосы сдвига на поверхности кристаллов, деформированных в магнитном поле, образуются вдвое реже, чем в кристаллах, деформированных в отсутствие поля. Однако механизм влияния магнитного поля на пластическую деформацию в этом случае принципиально иной и не связан с электронным торможением дислокаций.

Проведение целенаправленных экспериментов по подавлению скачков деформации при низких температурах поможет глубже понять физическую сущность этого явления и найти новые способы устранения этих скачков.

Список литературы

[1] *Mayer P.N., Mayer A.E.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. N 7. P. 075901.
[2] *Горбатенко В.В., Данилов В.И., Зуев Л.Б.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. В. 3. С. 372–377.
[3] *Шибков А.А., Денисов А.А., Желтов М.А., Золотов А.Е., Гасанов М.Ф., Кочегаров С.С.* // ФТТ. 2015. Т. 57. В. 2. С. 228–236.
[4] *Пустовалов В.В.* // ФНТ. 2008. Т. 34. № 9. С. 871–913.
[5] *Варюхин В.Н., Малашенко В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 9. С. 37–42.
[6] *Vigueras E., Krokhin A.A., McKrell T.J., Galligan J.M.* // Phil. Mag. A. 2001. V. 81. N 1. P. 137–144.
[7] *Karpov E.V., Larichkin A.Yu.* // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2017. V. 58. N 6. P. 1130–1137.
[8] *Li Z., Li N., Wang D., Ouyang D., Liu L.* // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 29973. DOI: 10.1038/srep29973
[9] *Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д.* // УФН. 1973. Т. 111. № 4. С. 655–682.
[10] *Малашенко В.В.* // ФНТ. 2008. Т. 34. № 9. С. 970–974.
[11] *Дунин-Барковский Л.Р., Моргунов Р.Б., Tanimoto Y.* // ФТТ. 2005. Т. 47. В. 7. С. 1241–1246.
[12] *Малашенко В.В.* // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 18. С. 47–52.
[13] *Малашенко В.В.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 17. С. 36–40.
[14] *Malashenko V.V.* // Physica B. 2009. V. 404. N 2. P. 3890–3892.