05

Концентрационная зависимость динамического предела текучести состаренных алюминиево-медных сплавов при высокоскоростном деформировании

© *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 2018 г.

Исследована динамика дислокаций при высокоскоростном деформировании состаренных алюминиево-медных сплавов. Получено аналитическое выражение для динамического предела текучести таких сплавов и показано, что его зависимость от концентрации атомов меди является немонотонной и имеет минимум.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.18.46611.17410

Алюминиево-медные сплавы широко используются в промышленности [1], а их механические свойства претерпевают существенные изменения при высокоскоростной пластической деформации [2], которая реализуется при использовании метода динамического канально-углового прессования, при воздействии лазерными импульсами высокой мощности и высокоэнергетическими корпускулярными потоками, при высокоскоростной обработке, в экспериментах по пробиванию оболочек [3–10]. В ходе этих процессов скорость пластической деформации достигает значений $10^3-10^7\,\mathrm{s}^{-1}$, 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 совершают надбарьерное скольжение 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 [11–13]. Этот механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний. Примесные атомы, распределенные в виде твердого раствора, и зоны Гинье–Престона (Guinier–Preston zones) затрудняют движение дислокаций, что значительно повышает внешние напряжения, необходимые для пластической деформации сплава. В работе [14] методом молекулярной динамики анализировалось движение краевой дислокации в упругом поле точечных дефектов и зон Гинье–Престона. В [15] было показано, что торможение дислокаций зонами Гинье–Престона в таких сплавах при определенных условиях имеет характер сухого трения, т.е. не зависит от скорости дислокационного скольжения. В настоящей работе исследована зависимость динамического предела текучести алюминиево-медного сплава от концентрации атомов меди и показано, что она является немонотонной.

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 Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси OX. Положение k-й дислокации определяется функцией

$$X_k = vt + w_k. \tag{1}$$

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:

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

где σ_{xy}^d — компонента тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации атомами меди, 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, магнонными или электронными механизмами диссипации.

Воспользовавшись методами, развитыми ранее в работах [11–13,15], силу динамического торможения (drag) движущейся краевой дислокации зонами Гинье–Престона вычислим по формуле

$$F_G = \frac{n_G b^2}{8\pi^2 m}\int d^3q|q_x|\,|\sigma_{xy}^G(\mathbf{q})|^2\delta\big(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)\big), \qquad (3)$$

где $\omega(q_z)$ — спектр дислокационных колебаний, n_G — объемная концентрация зон Гинье–Престона. 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:

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

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

$$\rho < \frac{\chi}{b^2}\sqrt{n_d}, \tag{5}$$

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

Полная сила торможения дислокации будет равна

$$F = F_d + F_G + Bv. \tag{6}$$

Здесь F_d — сила динамического торможения, обусловленная рассеянием энергии движущейся дислокации атомами меди, F_G — сила торможения дислокации зонами Гинье–Престона, Bv — фононное торможение. Первое и второе слагаемые в правой части (6) существенно зависят от вида спектральной щели, которая в нашем случае описывается выражением

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

Коллективное взаимодействие атомов меди с дислокацией реализуется при скоростях

$$v < v_d = b\Delta = c(n_d\chi^2)^{1/4}. \tag{8}$$

В этой области сила динамического торможения дислокации атомами меди определяется выражением

$$F_d = \mu b\chi\sqrt{n_d}\,\frac{v}{c}. \tag{9}$$

Сила динамического торможения дислокации зонами Гинье–Престона приобретает характер сухого трения (т.е. не зависит от скорости скольжения дислокации) в области скоростей

$$v < v_G = R\Delta = \frac{R}{b}c(n_d\chi^2)^{1/4}. \tag{10}$$

Поскольку $R > b$, условие (10) автоматически выполняется при выполнении условия (8). Оценим величину характерной скорости v_d.

Для $\chi = 10^{-1}$, $n_d = 10^{-2}$ получим $v_d = 10^{-1}$ c. Ниже этой скорости зависимость полной силы торможения от концентрации атомов меди является немонотонной функцией, имеющей минимум. Соответственно немонотонной функцией с минимумом будет описываться и вклад атомов меди и зон Гинье–Престона в величину динамического предела текучести сплава

$$\tau = \mu\left(\alpha\sqrt{n_d} + \frac{\beta}{\sqrt[4]{n_d}}\right). \tag{11}$$

Здесь μ — модуль сдвига, а безразмерные коэффициенты α и β определяются выражениями

$$\alpha = \chi\,\frac{v}{c} = \frac{\chi\dot{\varepsilon}}{\rho bc}, \quad \beta = \frac{n_G b^2 R}{\sqrt{\chi}}, \tag{12}$$

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

Выполним численные оценки. Для типичных значений $\chi = 10^{-1}$, $b = 3\cdot10^{-10}$ m, $R = 3\cdot10^{-9}$ m, $n_G = 2\cdot10^{24}\,\mathrm{m}^{-3}$, $v = 10^{-2}$ c получим $\alpha = 10^{-2}$, $\beta = 10^{-4}$.

Минимум вклада рассматриваемого механизма торможения, описываемого выражением (11), наблюдается при значении концентрации атомов меди

$$n_{\min} = \sqrt[3]{\left(\frac{\beta}{2\alpha}\right)^4}. \tag{13}$$

Для приведенных выше значений получим $n_{\min} = 10^{-3}$. При таком значении концентрации происходит переход от доминирования торможения дислокации зонами Гинье–Престона к доминированию торможения атомами меди.

Численные оценки показывают, что возрастание динамического предела текучести сплава за счет динамического торможения дислокации зонами Гинье–Престона и атомами меди при значениях $n_G = 2\cdot10^{24}\,\mathrm{m}^{-3}$, $n_d = 10^{-2}$–10^{-4} может составлять от нескольких процентов до десятков процентов, т.е. данный механизм диссипации способен существенно влиять на механические свойства алюминиево-медных сплавов при высокоскоростной деформации.

Список литературы

[1] *Mayer P.N., Mayer A.E.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. N 7. P. 075901.
[2] *Lee J., Veysset D., Singer J., Retsch M., Saini G., Pezeril T., Nelson K., Thomas E.* // Nature Commun. 2012. N 3. P. 1164.
[3] *Малыгин Г.А., Клявин О.В.* // ФТТ. 2017. Т. 59. В. 10. С. 1964–1969.
[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.* // High Energy Density Phys. 2014. V. 10. P. 9–15.
[5] *Batani D.* // Europhys. Lett. 2016. V. 114. N 6. P. 65001 (1–7).
[6] *Hallberg H., Ryttberg K., Ristinmaa M.* // ASCE J. Eng. Mech. 2009. V. 135. N 4. P. 345–357.
[7] *Zaretsky E.V., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. N 8. P. 083511.
[8] *Канель Г.И., Фортов 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] *Зельдович В.И., Шорохов Е.В., Добаткин С.В., Фролова Н.Ю., Хейфец А.Э., Хомская И.В., Насонов П.А., Ушаков А.А.* // ФММ. 2011. Т. 111. № 2. С. 439–447.
[11] *Малашенко В.В.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 20. С. 1–5.
[12] *Малашенко В.В.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 17. С. 36–40.
[13] *Malashenko V.V.* // Physica B. 2009. V. 404. N 2. P. 3890–3892.
[14] *Куксин А.Ю., Янилкин А.В.* // МТТ. 2015. № 1. С. 54–65.
[15] *Малашенко В.В.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. В. 5. С. 791–792.