

*В.А. Петрунин, Д.В. Загуляев, С.В. Коновалов,
В.Е. Громов, В.Я. Целлермаер*

Физические аспекты влияния слабых магнитных полей на деформационное поведение Al*

*V.A. Petrulin, D.V. Zagulyaev, S.V. Konovalov,
V.E. Gromov, V.Ya. Tsellermaer*

Physical Aspects of the Influence of Small Magnetic Fields on the Deformation Behavior of Al

В статье предложен физический механизм влияния слабого магнитного поля на микротвердость и ползучесть алюминия А85. Физически снижение величины микротвердости и роста скорости ползучести объясняется облегчением процесса открепления дислокаций на парамагнитных примесях в магнитном поле и ростом длины свободного пробега дислокаций в магнитном поле.

Ключевые слова: дислокации, микротвердость, ползучесть, спин, синглет, триплет, скорость, пластичность, деформация, барьер, металл, закрепление, пара, субструктура.

Настоящая статья продолжает исследования, посвященные проблеме магнитопластического эффекта в алюминии [1]. Магнитопластический эффект, открытый в 1987 г. В.И. Альшицем с сотрудниками [2, 3], характеризуется увеличением пластичности металлов в магнитном поле и в некотором смысле подобен электропластическому эффекту [4]. Если электропластический эффект обусловлен увлечением дислокаций электронным ветром, то магнитопластический эффект физически связан с откреплением дислокаций в магнитном поле от примесных парамагнитных центров [3, 5] и их движением в поле внутренних напряжений.

В этой работе аналогично [1] анализируются экспериментальные данные по изменению микротвердости технически чистого алюминия А85 в магнитном поле. Интерес представляет эффект снижения микротвердости во внешнем магнитном поле [1, 6]. Измерялось относительное изменение Q микротвердости $H_m: Q = (H_m - H_{m0}) / H_{m0}$, где H_m – микротвердость образцов из алюминиевой проволоки в магнитном поле, а H_{m0} – без поля. Зависимость Q от времени t обработки магнитным полем имеет вид кривой с насыщением [1, 6]. В эксперименте микротвердость достигает своего минимума за время порядка двух часов и в дальнейшем не изменяет-

In this article we discuss the physical mechanism of influence of a small magnetic field on the microhardness and the creep of the aluminium А85. Physically speaking the lowering of microhardness and the growth of creep velocity are explained by lowering barrier of deepening of the dislocation in paramagnetic impurities under magnetic field, and by growing length of the free path of the dislocation under magnetic field.

Key words: deployment, microhardness, creep, spin, singlet, triplet, speed, plasticity, warp, barrier, metal, anchoring, pair, substructure.

ся. Испытания проводились в магнитном поле с индукцией $B = 0,3$ Тл с максимальным по величине значением $Q^{\text{exp}} \approx -12,4\%$, наблюдаемом в момент времени $t = 2$ часа. Заметим, что микротвердость начинает изменяться с порогового значения $B_c = 0,1$ Тл, наличие которого обусловлено существованием энергетического барьера, превышение которого ведет к откреплению дислокаций от парамагнитных центров [5]. Релаксация значений микротвердости к исходным происходит за 30 часов. В дальнейшем рассмотрение измерений величины Q проведено для образцов из алюминиевой проволоки с радиусом сечения $r = 0,5$ см, выдержанных в магнитном поле с $B = 0,3$ Тл в течение 2 часов, при этом $Q^{\text{exp}} \approx -12,4\%$. Интерпретацию этих экспериментальных данных попытаемся провести на основании концепции длины свободного пробега дислокации, предложенной в [7].

Проведем расчет микротвердости и ее относительного изменения с целью сопоставления результатов с экспериментальными. Уменьшение предела текучести σ_T является причиной снижения величины микротвердости в магнитном поле согласно известному соотношению [8] $H_m / 3 = \sigma_T$. Это явление, называемое разупрочнением, связано с откреп-

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.» (госконтракт 16.740.11.0314).

лением дислокаций от парамагнитных центров, как точечных стопоров [9–11]. Воспользуемся известной формулой для предела текучести [9]

$$\sigma_T = m\alpha Gb\sqrt{\rho}, \quad (1)$$

где m – ориентационный множитель; $\alpha = 0,1, \dots, 0,5$ – безразмерный коэффициент; b – величина вектора Бюргерса; ρ – плотность дислокаций; G – модуль сдвига.

Используя формулу $H_m/3 = \sigma_T$, получим окончательное выражение для микротвердости с помощью (1)

$$H_m = 3m\alpha Gb\sqrt{\rho}. \quad (2)$$

Приблизительное значение скалярной плотности дислокаций для образцов из алюминия при $B = 0$ Тл равно $\rho = 0,55 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Подставляя эту величину в (2), имеем для микротвердости следующее теоретическое значение: $H_m^{th} = 3,71$ МПа. При расчетах по формуле (2) мы использовали численные значения для физических величин: $G = 2,5 \times 10^{10}$ Па (алюминий), $b = 2,86 \times 10^{-10}$ м [9], $m \approx 1$, $\alpha \approx 0,5$. Воспользуемся справочным значением [12] $\sigma_T^{sp} = 3 \times 10^7$ Па предела текучести для алюминия промышленной чистоты (99,6%), тогда соответствующее значение микротвердости $H_m^{sp} = 3 \sigma_T^{sp} = 9,0 \times 10^7$ Па = 90 МПа. Найденное нами экспериментальное значение $H_m^{exp} = 200$ МПа. Таким образом, теоретическое значение отличается от справочного и экспериментального значений примерно на два порядка величины. В связи с этим рассчитывать относительное изменение микротвердости Q по формуле (2) вряд ли имеет смысл, так как оценки являются слишком грубыми.

Попробуем оценить относительное изменение микротвердости Q^{th} в магнитном поле с $B = 0,3$ Тл в рамках представлений о длине свободного пробега дислокаций в магнитном поле, развитых в [7] для сравнения теории с экспериментом. Поскольку длина свободного пробега дислокации между примесными центрами закрепления дислокаций растет в магнитном поле (отрыв дислокаций), и скорость дислокаций также растет, то микротвердость снижается [13]. Следовательно, вклад в магнитопластический эффект и в относительное изменение микротвердости Q вносят только стопоры дислокаций в виде парамагнитных примесных центров, а не пересечений дислокаций [7]. Заметим, что для типичной концентрации неконтролируемых примесей $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ среднее расстояние между ними $l \approx 10^{-5}$ см. Тогда по аналогии с формулой (2) можно считать, что вклад в величину Q вносят только дислокации, закрепленные на примесях, а не

пересечениях дислокаций и можно записать соотношение

$$Q^{th} = \frac{H_m - H_{m0}}{H_{m0}} = \frac{\Delta v}{v_0}, \quad (3)$$

где $\Delta v = v - v_0$ – изменение (увеличение) средней скорости дислокации v_0 в магнитном поле.

Формула для относительного увеличения средней скорости дислокаций $\Delta v/v_0$ в магнитном поле получена М.И. Молоцким и имеет вид [7]

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{1}{2} \frac{(U_S - U_{T_0})}{kT} \left(\frac{B}{B_0} \right)^2, \quad (4)$$

где U_S и U_{T_0} – энергии отрыва дислокации от парамагнитной примеси в синглетном (S) и триплетном (T_0) состояниях «пары»: спин электрона на оборванной связи в ядре дислокации и спин электрона парамагнитной примеси; B – вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля; B_0 – поле насыщения, т.е. характерный для данного материала параметр; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Заметим, что соотношение (4) справедливо, если уменьшение $\langle \delta U \rangle$ средней энергии связи дислокации с примесью (энергия активации) $\ll kT$ и $B \ll B_0$ [7]. Из формул (3) и (4) следует окончательное выражение для теоретического снижения микротвердости Q^{th}

$$Q^{th} = \frac{1}{2} \frac{(U_S - U_{T_0})}{kT} \left(\frac{B}{B_0} \right)^2. \quad (5)$$

Подставляя в (5) числовые значения физических величин: $U_S - U_{T_0} \approx 0,1$ эВ [7], $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К, $T = 293$ К, $B_0 = 0,9$ Тл [14], имеем $Q^{th} = -0,211 = -21,1\%$. Заметим, что экспериментальное значение, как уже было упомянуто в начале статьи, равно $Q^{exp} \approx -12,4\%$ для времени выдержки в магнитном поле 2 час. Получаем, что теоретические оценки дают значение примерно в два раза большее экспериментального.

Таким образом, в рамках представлений о дислокационном ансамбле и магнитопластическом эффекте рассчитана величина относительного снижения микротвердости. Полученные значения и оценки в целом согласуются с экспериментом и объясняются физически процессами облегченного открепления дислокаций от парамагнитных примесей в магнитном поле.

Кроме измерений микротвердости, были проведены экспериментальные исследования ползучести в магнитном поле методами, аналогичными использованным в [15]. Экспериментально исследовался характер зависимости относительного изменения скорости ползучести поликристаллического алюми-

ния $\xi = (\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_0) / \dot{\varepsilon}_0$ ($\dot{\varepsilon}$, $\dot{\varepsilon}_0$ – скорости изменения пластической деформации в магнитном поле и без поля) от величины магнитной индукции. Проведенные измерения показали, что для $B \leq 0,15$ Тл величина ξ изменяется немонотонно: до значения $B = 0,05$ Тл ее значения возрастают, в интервале $B = 0,05 - 0,10$ Тл ее значения почти не изменяются, а максимальное значение $\xi = 55\%$ достигается при $B = 0,07$ Тл; для $B > 0,1$ Тл ξ монотонно снижается до минимальной величины $\xi = -55\%$ при $B = 0,30$ Тл. При $B \approx 0,14$ Тл величина ξ принимает нулевое значение. Кроме этого, методами просвечивающей электронной микроскопии [15] исследовалась эволюция дефектной субструктуры на линейной ($\varepsilon = 15\%$) стадии ползучести в постоянном магнитном поле с $B = 0,3$ Тл. Установлено, что в процессе ползучести скалярная плотность дислокаций увеличивается от значения $\rho = 0,55 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$ ($\varepsilon = 0$) до величины $\rho = 1,65 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$ ($\varepsilon = 15\%$). Воздействие магнитного поля ($B = 0,3$ Тл) на процесс ползучести ведет при $\varepsilon = 15\%$ к росту плотности дислокаций ρ от значения $1,65 \times 10^{14}$ до $2,2 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Заметим также, что на линейной стадии ползучести отмечен совершенно четкий факт появления дислокационных ячеек на фоне хаоса и сеток дислокаций.

Перейдем теперь к теоретическим расчетам величины относительного изменения скорости ползучести при магнитопластическом эффекте с целью сравнения результатов расчета с экспериментом. Запишем относительное изменение скорости ползучести ξ в магнитном поле в виде

$$\xi = \frac{\dot{\varepsilon}(B) - \dot{\varepsilon}(0)}{\dot{\varepsilon}(0)} = \frac{\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_0}. \quad (6)$$

Воспользуемся далее формулой Орована для скорости пластической деформации

$$\dot{\varepsilon} = \rho_m v b, \quad (7)$$

где ρ_m – плотность подвижных дислокаций; v – средняя скорость дислокации; b – величина вектора Бюргера.

Далее вычислим отношение скоростей пластической деформации при ползучести с магнитным полем и без него с помощью соотношения (7), введя зависимости от B ($\rho_m(B), v(B)$)

$$\frac{\dot{\varepsilon}(B)}{\dot{\varepsilon}(0)} = \frac{\rho_m(B)v(B)}{\rho_m(0)v(0)}. \quad (8)$$

Введем теперь величину изменения (увеличения) средней скорости дислокации v_0 в магнитном поле: $\Delta v = v(B) - v(0) = v - v_0$, а также величину прироста числа подвижных дислокаций: $\Delta \rho_m = \rho_m(B) - \rho_m(0) = \rho_m - \rho_{m0}$. Подставляя

в (8) величины $\rho_m = \rho_{m0} + \Delta \rho_m$ и $v = v_0 + \Delta v$, получим

$$\frac{\dot{\varepsilon}(B)}{\dot{\varepsilon}(0)} = 1 + \frac{\Delta v}{v_0} + \frac{\Delta \rho_m}{\rho_{m0}}. \quad (9)$$

При получении выражения (9) пренебрегли слагаемым $(\Delta \rho_m / \rho_{m0})(\Delta v / v_0)$ как величиной второго порядка малости, так как $\Delta \rho_m / \rho_{m0} \sim 0,1$, как следует из эксперимента, а $\Delta v / v_0 \sim 0,1$ [7]. Тогда из (6) и (9) следует формула для ξ

$$\xi = \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} - 1 = \frac{\Delta v}{v_0} + \frac{\Delta \rho_m}{\rho_{m0}}. \quad (10)$$

Для вычисления относительного увеличения средней скорости дислокаций $\Delta v / v_0$ в магнитном поле воспользуемся формулой, найденной М.И. Молоцким [7]

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{1}{2} \frac{(U_S - U_{T_0})}{kT} \left(\frac{B}{B_0} \right)^2, \quad (11)$$

где U_S и U_{T_0} – энергии отрыва дислокации от парамагнитной примеси в синглетном (S) и триплетном (T_0) состояниях «радикальной пары»: спин электрона на оборванной связи в ядре дислокации и спин электрона парамагнитной примеси; B – вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля; B_0 – поле насыщения, т.е. характерный для данного материала параметр; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Отметим тот факт, что соотношение (11) справедливо, если уменьшение $\langle \delta U \rangle$ средней энергии связи дислокации с парамагнитной примесью (энергия активации) $\ll kT$ и $B \ll B_0$ [7]. Заметим, что величина $\langle \delta U \rangle$ имеет вид [7]

$$\langle \delta U \rangle = \frac{1}{2} (U_S - U_{T_0}) \frac{B^2}{B^2 + B_0^2}. \quad (12)$$

Из формул (10) и (11) следует искомое нами выражение для теоретического значения ξ

$$\xi_{th} = \frac{(U_S - U_{T_0})}{2kT} \left(\frac{B}{B_0} \right)^2 + \frac{\Delta \rho_m}{\rho_{m0}}. \quad (13)$$

Рассмотрим теперь линейную стадию ползучести ($\varepsilon = 15\%$), описанную экспериментально ранее. Как уже говорилось, экспериментально установлено, что зависимость ξ от магнитной индукции B имеет знакопеременный характер. А именно, на первом участке от $B = 0$ до $B = 0,14$ Тл $\xi > 0$, а на втором участке от $B = 0,14$ до $B = 0,3$ Тл $\xi < 0$. В целом зависимость $\xi(B)$ такова: ξ сначала растёт,

достигая максимума, при $B = 0,07$ Тл, равного $\xi = 55\%$, потом начинает снижаться из-за прохождения порогового для магнитопластического эффекта значения $B_c = 0,1$ Тл и далее процесс замедления ползучести, проходя через нулевое значение ξ , достигает состояния с минимальным значением $\xi = -0,55\%$ для $B = 0,3$ Тл. Заметим, что на первом участке зависимости $\xi(B)$ ярче выражено скольжение дислокаций, а на втором – процесс стопорения их. Далее проведем расчеты по формуле (13) для первого и второго участков и сравним результаты вычислений с экспериментом.

Перейдем теперь к расчетам для второго участка экспериментальной зависимости $\xi(B)$. Подставим в (13) следующие числовые значения для этого участка зависимости: $\rho_m = 2,2 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$; $\rho_{m0} = 1,65 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$; $B = 0,3$ Тл; величины $U_S - U_{T0}$, k , T , B_0 – те же, что и для первого участка. Расчет по формуле (13) дает значение $\xi_{th}^{II} \approx -0,544 = -54,4\%$. Заметим, что ρ_m и ρ_{m0} измерены для второго участка. Значение

ξ_{th}^{II} согласуется с экспериментальным $\xi_{exp}^{II} = -0,55 = 55\%$. Выделим также тот факт, что для значения $\xi_{th}^{II} = -54,4\%$ частные вклады в него равны: от изменения скорости $\Delta v/v_0 \approx 21,1\%$, а от изменения плотности подвижных дислокаций $\Delta \rho_m / \rho_{m0} = 33,3\%$, если они движутся почти все в магнитном поле $B = 0,3$ Тл. В целом можно сказать, что в величину ξ^I заметный вклад дает, по видимому, не столько разгон, сколько размножение дислокаций в магнитном поле, а в ξ^{II} – главное характерное изменение заключается не в размножении, а в разгоне дислокации.

Таким образом, для относительного изменения скорости ползучести (на втором участке) рассчитанные значения в целом согласуются с экспериментом. Кроме того, заметим, что и рассчитанное ранее относительное снижение микротвердости и относительное изменение скорости ползучести объясняются физически процессами открепления и закрепления дислокаций на парамагнитных примесях в магнитном поле.

Библиографический список

- Петрунин В.А., Загуляев Д.В., Коновалов С.В., Громов В.Е. Изменение микротвердости поликристаллического алюминия в слабом магнитном поле // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. – 2009. – Т. 6, №2.
- Альшиц В.И., Даринская Е.В., Перекалина Т.М., Урусовская А.А. О движении дислокаций в кристаллах NaCl под действием постоянного магнитного поля // *ФТТ*. – 1987. – Т. 29, №2.
- Molotskii M.I., Fleurov V.N. Magnetic effect in electroplasticity of metals // *Phys.Rev.* – 1995. – V. B52, №22.
- Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д. Электронное торможение дислокаций в металлах // *УФН*. – 1973. – Т. 111, №4.
- Альшиц В.И., Даринская Е.В., Казакова О.Л., Михина Е.Ю., Петржик Е.А. Магнитопластический эффект и спинрешеточная релаксация в системе дислокация–парамагнитный центр // *Письма в ЖЭТФ*. – 1996. – Т. 63, №8.
- Осипьян Ю.А., Головин Ю.И., Лопатин Д.В., Моргунов Р.Б., Николаев Р.К., Шмурак Р.З. Влияние импульсного магнитного поля на микротвердость монокристаллов С60 // *Письма в ЖЭТФ*. – 1999. – Т. 69, №2.
- Молоцкий М.И. Возможный механизм магнитопластического эффекта // *ФТТ*. – 1991. – Т. 33, №10.
- Головин Ю.И. Магнитопластичность твердых тел // *ФТТ*. – 2004. – №5.
- Фридель Ж. Дислокации. – М., 1967.
- Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. – М., 1972.
- Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М., 1974.
- Алюминий. Тринадцатый элемент: энциклопедия. – М., 2007.
- Урусовская А.А., Альшиц В.И., Смирнов А.Е., Беккауер Н.Н. Эффекты магнитного воздействия на механические свойства и реальную структуру немагнитных кристаллов // *Кристаллография*. – 2003. – Т. 48, №5.
- Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А. Магнитопластический эффект: основные свойства и физические механизмы // *Кристаллография*. – 2003. – Т. 48, №5.
- Петрунин В.А., Загуляев Д.В., Коновалов С.В., Громов В.Е. Влияние слабого магнитного поля на изменение скорости ползучести алюминия // *Вестник Тюменского гос. университета*. – 2009. – №6.