

УДК 539.373.5:539.292

© 1990

ЭЛЕКТРОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ТОНКОЙ ПЛАСТИНЕ АЛЮМИНИЯ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. П. Лебедев, В. С. Крыловский

Изучено возрастание деформирующего напряжения тонкой ($l/d > 1$) пластины алюминия, связанное с увеличением силы торможения дислокации за счет взаимодействия с отраженными от внешней поверхности электронами проводимости, в зависимости от степени деформации, величины параметра l/d и напряженности продольного и поперечного магнитного поля.

В металле бесконечных размеров константа электронного торможения не зависит от длины свободного пробега электрона l и пропорциональна концентрации носителей заряда [1]. При уменьшении одного из размеров до d возможно выполнение условия $l/d > 1$. Это приводит к тому, что отраженные от внешней поверхности электроны возвращаются в объем и снова взаимодействуют с дислокационной линией, что эквивалентно возрастанию эффективной вязкости электронного газа [2]. Тогда при низких температурах на начальной стадии пластического течения высокоочищенной тонкой металлической пластины можно наблюдать дополнительный (по отношению к структурному упрочнению) прирост деформирующего напряжения, связанный с возрастанием силы торможения дислокации за счет взаимодействия с отраженными от поверхности электронами проводимости.

Поликристаллический алюминий (99.9999 %, $R_{300\text{ K}}/R_{4.2\text{ K}} = 2.5 \cdot 10^4$, размер зерна 0.5—1 мм) в виде пластины с уширениями на концах под захваты разрывной машины и размерами рабочей части $(0.065\text{—}1.5) \times 4.5 \times 10$ мм деформировали растяжением при 4.2 К со скоростью $2.5 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ в отсутствие и при наличии постоянного магнитного поля продольной H^{\parallel} и поперечной H^{\perp} ориентации относительно оси приложения нагрузки. Однородность H в объеме образца была не хуже $\pm 1\%$. Элементы нагружающего устройства, размещенные в области градиента H , изготовлены из немагнитных материалов. Погрешность в определении напряжения составляла $\pm 10^5$ Па, а деформации $\pm 10^{-1}\%$. Электросопротивление пластины измеряли по четырехточечной методике с чувствительностью $1 \cdot 10^{-12}$ Ом·см, а затем приводили к ρ массивного материала [3]. Длину свободного пробега электрона оценивали из $\rho l = 5.5 \cdot 10^{-12}$ Ом·см² [4].

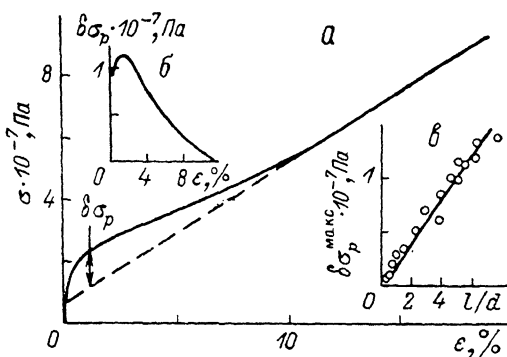
Температуру эксперимента 4.2 К можно считать достаточно низкой, поскольку, с одной стороны, при $T < 10$ К фоновая компонента вязкого трения дислокации становится сопоставимой или меньше электронной ее части, а с другой стороны, в чистом металле длина свободного пробега электрона возрастает, так как практически отсутствует рассеяние на тепловых фононах.

На рис. 1, а показана кривая деформационного упрочнения $\sigma(\epsilon)$ (σ — нормальное напряжение, ϵ — относительная деформация) пластины поликристаллического алюминия (99.9999 %) толщиной 0.1 мм. В отличие от массивного материала у тонкой пластины на начальном участке кривой растяжения наблюдали отклонение от пропорциональности между σ и ϵ на $\delta\sigma$, в сторону больших значений деформирующего напряжения.

При средних и больших деформациях ($\varepsilon \gg 10\%$) характерно линейное нарастание упрочнения, типичное для ГЦК металлов при низких температурах [5]. Величина дополнительного упрочнения достигает максимального значения $1.1 \cdot 10^7$ Па и убывает с развитием дефектной структуры металла так, что при $\varepsilon \gg 12\%$ $\delta\sigma_p = 0$ (рис. 1, б).

Возникновение дополнительного прироста σ может быть обусловлено как изме-

Рис. 1. Кривая упрочнения $\sigma(\varepsilon)$ (а), изменение $\delta\sigma_p$ от степени деформации (б) поликристаллического алюминия ($d=0.1$ мм) в отсутствие магнитного поля, величина $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ при разных значениях параметра l/d (в).



нением вклада в упрочнение материала приповерхностного слоя с отличающимися от объема структурными характеристиками [6], так и увеличением силы торможения дислокации за счет взаимодействия ее с отраженными от внешней поверхности электронами проводимости [2].

Используя образцы разной толщины, проследим за величиной $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ при изменении параметра l/d , который определяет эффективность электрон-дислокационного взаимодействия. Из рис. 1, в следует, что $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ увеличивается по линейному закону с ростом l/d , влияние поверхности проявляется с $d < 1.5$ мм и дополнительный прирост σ для $l/d \approx 7$ ($d=0.065$ мм) достигает $1.3 \cdot 10^7$ Па.

Другим способом, позволяющим исключить влияние приповерхност-

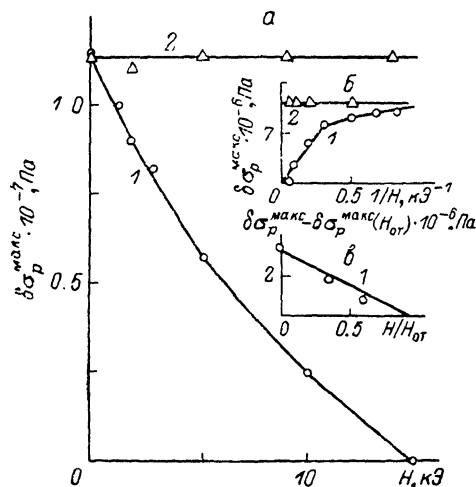


Рис. 2. Зависимость $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ от напряженности постоянного магнитного поля продольной (1) и поперечной (2) ориентации относительно оси растяжения алюминиевой пластины $d=0.1$ мм (а), $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ как функция $1/H$ (б), изменение $\delta\sigma_p^{\text{макс}} - \delta\sigma_p^{\text{макс}}(H_{0T})$ от H/H_{0T} (в).

ного слоя и изучить изменение силы электронного торможения дислокации в тонкой пластине, является испытание во внешнем магнитном поле H .

При помещении тонкой металлической пластины в постоянное магнитное поле происходит изменение траектории движения электрона на длине пробега l за счет возникновения силы Лоренца. Это обстоятельство приводит, во-первых, к возрастанию объемной силы электронного торможения дислокации [7] и, во-вторых, влияет на отражение электронов от поверхности пластины [3].

Для дислокационной линии с ориентацией параллельно H возрастание силы электронного торможения F составит [7]

$$F(H) - F(0) = F(0)\omega\tau, \quad (1)$$

где ω — циклотронная частота, τ — транспортное время релаксации электрона. Если угол между осью дислокации и направлением магнитного поля превышает величину b/r_H (b — вектор Бюргерса, r_H — Ларморов

радиус), дрейф электрона вдоль \mathbf{H} достаточно быстро приводит к спадающим силам торможения до ее значения в $H=0$ [8]. При хаотическом распределении дислокаций в кристалле относительное число благоприятных ориентировок весьма мало и влияние магнитного поля ($\omega\tau \approx 1 \div 10^2$) на уровень деформирующего напряжения металла оказывается незначительным [9].

При ориентации \mathbf{H} параллельно поверхности тонкой пластины ($l/d > 1$) с ростом напряженности все большая доля электронов не испытывает на длине пробега столкновений с поверхностью. Для алюминиевой пластины толщиной 0.1 мм критическое поле отсечки составляет [3]

$$H_{от} = 2P_{\phi}/qd \approx 2 \text{ кЭ}, \quad (2)$$

где $r_H = d/2$; $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ К, $P_{\phi} = 1.2 \cdot 10^{-19}$ г·см·с⁻¹ — заряд и фермиевский импульс электрона. Для ориентации \mathbf{H} перпендикулярно поверхности пластины максимальное искривление траектории испытывают электроны, которые практически не участвуют в отражении.

Для пластин с $d=0.1$ мм, деформированных в $H^{\perp} = 0 \div 15$ кЭ, характер кривых $\delta\sigma_p(\epsilon)$ остается качественно одним и тем же; с ростом напряженности H величина $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ снижается, а положение максимума смещается в область меньших ϵ . Для $H^{\perp} = 0 \div 14$ кЭ положение по деформации и величина $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$ остаются неизменными, хотя с увеличением напряженности H^{\perp} сужается интервал ϵ с $\delta\sigma_p = 0$.

Сопоставим поведение $\delta\sigma_p^{\text{макс}}(H)$ при возрастании напряженности постоянного магнитного поля разной ориентации (рис. 2, а). Как видно, напряженность H^{\perp} вплоть до 14 кЭ не влияет на величину $\delta\sigma_p^{\text{макс}}$, а в H^{\parallel} происходит снижение дополнительного прироста так, что при 15 кЭ $\delta\sigma_p = 0$.

Такое поведение дополнительного прироста σ в магнитном поле, а также корреляция между $\delta\sigma_p$ и параметром l/d (рис. 1, б, в) позволяют исключить из рассмотрения упрочняющее действие приповерхностного слоя (его вклад, вероятно, следует ожидать при $d \ll 0.1$ мм), увеличение силы торможения в $H=0$ за счет изменения траектории электронов, движущихся в объеме (в пределах погрешности эксперимента), и считать, что возникновение $\delta\sigma_p \neq 0$ обусловлено возрастанием эффективности электрон-дислокационного взаимодействия в тонкой пластине ($l/d > 1$). К подобному выводу приводит сравнение результатов деформирования при низких температурах тонких пластин высокочистого свинца в нормальном и сверхпроводящем состоянии [10], при котором наблюдали почти полное исчезновение дополнительного упрочнения $\delta\sigma_p$ в s -состоянии при малой концентрации нормальных электронов.

Столь высокие значения $\delta\sigma_p \approx 10^6 \div 10^7$ Па по сравнению с изменением деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе ($\delta\sigma_{Hc} \approx 10^5 \div 10^6$ Па) [11] и в сильном магнитном поле ($\delta\sigma_H \approx 10^4 \div 10^5$ Па) [9] могут быть связаны со значительным возрастанием константы электронного торможения $B_a = B(1+l/d)$ (B соответствует массивному материалу, $l/d = 1 \div 5$) и нечувствительностью ориентации дислокационной линии по отношению к внешней поверхности пластины ввиду участия практически всех электронов в отражении.

Анализируя причину проявления размерного эффекта в макроскопических испытаниях, следует иметь в виду, что в реальном кристалле при низких температурах перемещение дислокаций происходит в два этапа: активированное преодоление препятствий и надбарьерное движение между ними. Это отражается в моделях, которые учитывают динамику дислокации как между, так и вблизи препятствий при переменной вязкости нормальных электронов (например, [12-15]).

Изучение поведения $\delta\sigma_p^{\text{макс}}(H^{\perp})$ в рамках модели надбарьерного движения дислокации [2] позволяет чисто качественно подтвердить электронную природу наблюдаемого явления. Воспользуемся соотношениями, описывающими силу электронного торможения надбарьерно движущейся

дислокации в тонкой ($l/d > 1$) пластине в случае сильного и слабого магнитных полей [2].

Тогда, используя поправку на конечный размер пластины, для $H > H_{от}$ можно записать

$$\delta\sigma_p^{макс} = \delta\sigma_p^{макс}(0) (1 - \alpha(r_H/d)), \quad (3)$$

где α — положительная численная константа. Представив данные рис. 2, а (кривая 1) в координатах $\delta\sigma_p^{макс} - 1/H$, получим для $H > 3$ кЭ снижение добавочного упрочнения по линейному закону от обратной величины напряженности продольного магнитного поля (рис. 2, б). Окончание линейного участка $\delta\sigma_p^{макс}(1/H)$ определяет критическое поле отсечки $H_{от} \approx 3$ кЭ, что несколько больше оценочного расчета по соотношению (2).

Для слабого магнитного поля $H < H_{от}$

$$\delta\sigma_p^{макс} - \delta\sigma_p^{макс}(H_{от}) = \delta\sigma_p^{макс}(H_{от}) [(1 - \text{tg } \theta/2)/(\pi/2 - 1) - 1], \quad (4)$$

$$\theta = \pi \sin H/H_{от}.$$

В координатах $[\delta\sigma_p^{макс} - \delta\sigma_p^{макс}(H_{от})] - H/H_{от}$ зависимость дополнительного прироста σ тонкой пластины является линейной функцией убывающего магнитного поля (рис. 2, в).

Таким образом, изучение дополнительного прироста деформирующего напряжения в тонких пластинах высокочистого алюминия в зависимости от степени деформации, величины параметра l/d , напряженности и ориентации постоянного магнитного поля позволяет рассматривать его как результат более эффективного взаимодействия движущихся дислокаций с электронами проводимости металла. Оценки $\delta\sigma_p \approx 10^6 - 10^7$ Па показывают, что наблюдаемый эффект может быть интерпретирован с учетом моделей [12-15], учитывающих инерционные свойства дислокаций при активированном преодолении стопоров в среде с переменной электронной вязкостью.

Список литературы

- [1] Каганов М. И., Кравченко В. Я., Нацик В. Д. // УФН. 1973. Т. 111. № 4. С. 655—682.
- [2] Gumen L. N. // Sol. St. Comm. 1984. V. 52. N 3. P. 315—320.
- [3] Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., 1971. 470 с.
- [4] Александров Б. Н. // Физика конденсированного состояния. Харьков, 1970. В. 4. С. 52—101.
- [5] Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М., 1972. 408 с.
- [6] Алехин В. П. Физика прочности и пластичности слоев материалов. М., 1983. 280 с.
- [7] Кравченко В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. № 11. С. 551—554.
- [8] Гришин А. М., Канер Э. А., Фельдман Э. П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 4. С. 1445—1462.
- [9] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1285—1290.
- [10] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФММ. 1989. Т. 67. № 2. С. 396—397.
- [11] Kuramoto E., Iida F., Takeuchi S., Suzuki T. // J. Phys. Soc. Jap. 1975. V. 38. N 2. P. 431—434.
- [12] Granato A. V. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 10. P. 660—664.
- [13] Kostorz G. // J. Low Temp. Phys. 1973. V. 10. N 1/2. P. 167—183.
- [14] Нацик В. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 6. С. 2540—2553.
- [15] Landau A. I. // Phys. St. Sol. (a). 1980. V. 61. N 2. P. 555—563.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.
В окончательной редакции
8 сентября 1989 г.