

**ТУННЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕГИБОВ ДИСЛОКАЦИЙ В АЛЮМИНИИ***В.А.Мелик-Шахназаров, И.И.Мирзоева, И.А.Наскидашвили*

В чистом (99,9998 %) деформированном алюминии при  $T \approx 30$  К обнаружена дисперсия скорости низкочастотного ( $\sim 1$  кГц) звука, связанная с когерентной подбарьерной диффузией перегибов дислокаций.

При достаточно низких температурах дислокации, ориентированные под небольшими углами  $\varphi$  к кристаллографическим направлениям, состоят из прямолинейных отрезков, лежащих в потенциальных долинах, которые соединяются перегибами, пересекающими потенциальные барьеры (рис. 1, а). Известно, что перегибы, линейная плотность которых при низких температурах зависит только от угла  $\varphi$ , адекватны солитонам, взаимодействующим с периодическим потенциалом решетки. Граничная оценка высоты потенциального барьера  $V \lesssim 30$  К была получена из измерений пластичности металлов <sup>1</sup>. Таким образом, при  $T < 30$  К перегибы можно рассматривать как частицы, совершающие одномерную диффузию.

В <sup>2</sup> экспериментально было показано, что в алюминии при  $T \lesssim 50$  К приложенное упругое напряжение вызывает только движение одиночных перегибов, а термически активированное образование пар солитон – антисолитон (рис. 1, б) происходит при более высоких температурах.

В данной работе подвижность дислокаций в Al определялась с помощью измерений дисперсии низкочастотного ( $\sim 1$  кГц) звука при  $T < 50$  К, т. е. в температурном интервале, в котором, согласно <sup>2</sup>, релаксация, связанная с парами солитон – антисолитон отсутствует. Для введения в образцы дислокаций, алюминиевые прутки прокатывались в валках до трехкратного уменьшения толщины. Деформированные пластинки с размерами  $0,3 \times 3 \times 15$  мм, зажатые в массивный медный блок, представляли собой акустические вибраторы с поперечной 1/4-волновой модой. Колебания образца возбуждались с помощью регенеративной схе-

мы<sup>3</sup>. Измерялись температурные зависимости собственной частоты вибратора  $\nu(T)$  в процессе медленного (0,1 град/мин) нагрева. Поскольку  $\nu^2 \sim G$  ( $G$  — модуль упругости), ниже относительные зависимости  $G(T)$  представлены кривыми  $\nu^2/\nu_0^2$ , где  $\nu_0 = \nu(4,2 \text{ К})$ .

На рис. 2 (кривая 1) представлена монотонная зависимость  $G(T)$ , полученная через несколько часов после деформации Al 99,9998%. Кривые 2 и 3 на рис. 2 получены через три и десять суток после деформации, соответственно. Видно, что выдерживание образцов в течение нескольких суток при комнатной температуре приводит к появлению дисперсионной области при  $T \approx 30 \text{ К}$ . Аналогичные зависимости для алюминия, содержащего большее количество примесей, Al 99,998%, представлены кривыми 4 и 5, полученными на третий и четырнадцатый день после деформации, соответственно. Видно, что дисперсия в этом случае смещена в сторону высоких температур, кроме того, при  $T < 24 \text{ К}$  наблюдается также вторая дисперсионная область.

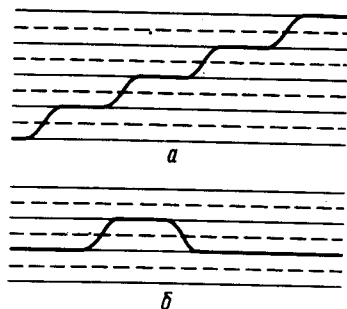


Рис. 1

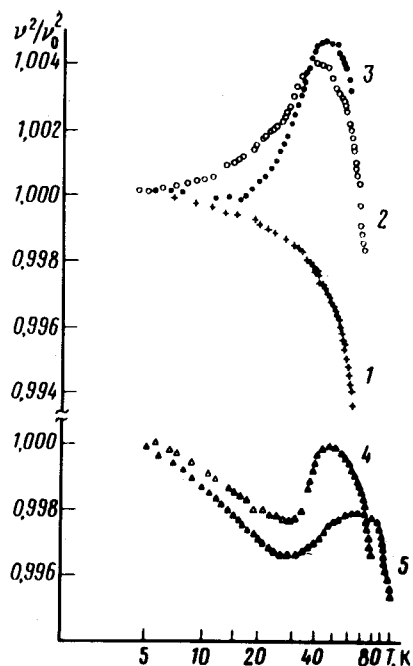


Рис. 2

На основании большого числа исследований кинетики дефектов кристаллической структуры, и, особенно, результатов упомянутой работы<sup>2</sup>, можно заключить, что в исследованных образцах при  $T < 50 \text{ К}$  заметной подвижностью могут обладать только перегибы дислокаций. Как отмечалось, дисперсия появляется после большой пластической деформации и последующего отдыха образцов, в результате которого исходные беспорядочно переплетенные дислокационные скопления распадаются и определенная часть дислокаций ориентируется под малыми углами к кристаллографическим направлениям, т. е. появляются цепочки солитонов одного знака.

Весьма существенно, что в дисперсионных полосах, наблюдаемых при  $T \approx 30 \text{ К}$ , модуль упругости с понижением температуры уменьшается. Из соотношения для вещественной части дебаевской восприимчивости, выраженной через измеренный динамический модуль упругости  $G(\omega, T)$ ,

$$[G_0 - G(\omega, T)]/G_0 = [G_0 - G(0, T)]/G_0 [1 + \omega^2 \tau^2(T)] \quad (1)$$

( $G_0$  — модуль упругости в отсутствии релаксации,  $G_0 - G(0, T)$  — статическая восприимчивость  $\sim 1/T$ ) видно, что кривая  $G(T)$  в области аномальной дисперсии соответствует увеличению скорости релаксации  $\tau^{-1}$  при понижении температуры. Известно, однако, что такая зависимость  $\tau^{-1}(T)$  наблюдается в случае подбарьерной диффузии частиц<sup>4-6</sup>.

Обнаруженное туннелирование перегибов не представляется совершенно неожиданным. Возможность подбарьерного движения таких солитоноподобных возбуждений, как тонкие стенки Блоха, междоменные границы в несоизмеримых фазах, перегибы дислокационных линий, многократно обсуждались в связи с малостью закрепляющего потенциала, существованием мягкой коллективной моды с  $\omega_0 < \omega_D$ <sup>7</sup>, малой эффективной массой солитонов.

Основные параметры, определяющие туннельную кинетику перегибов: амплитуда туннелирования  $\Delta$ , статический сбой уровней  $\Delta\epsilon$ , характеристическая температура  $\theta_0$ , могут быть получены, исходя из известной зависимости  $\tau^{-1}(T)$  для когерентного туннелирования в двухямном асимметричном потенциале<sup>6</sup>:

$$\tau^{-1}(T) = \Delta^2 \Omega / (\Delta\epsilon^2 + \Omega^2) \quad (2)$$

( $\Omega = 10^6 (T/\Theta_0)^9 \Theta_0$  — фононная частота релаксации), которая имеет вид кривой с максимумом при некоторой температуре  $T_m$ , определяемой условием  $\Delta\epsilon = \Omega$ . Считая, что дисперсионная полоса на кривых 2 и 3 соответствует области  $T > T_m$ , а две полосы на кривых 4 и 5 — областям  $T < T_m$  и  $T > T_m$  (низкотемпературным, согласно (1), соответствует уменьшение  $\tau^{-1}$ , а высокотемпературным — увеличение  $\tau^{-1}$  при понижении температуры), и используя независимые оценки предельных значений величины  $\Delta\epsilon \gtrsim 0,3$  К для "чистого" образца (высота потенциального барьера<sup>1</sup>), из (2) получаем  $\Delta \approx 10^{-2}$  К,  $\Theta_0 \approx 100$  К.

Полученное значение  $\Theta_0 \approx 1/4\Theta_D$  подтверждает существование у солитонов, закрепленных решеточным потенциалом, мягкой коллективной моды<sup>7</sup>. Большое значение амплитуды туннелирования объясняется в данном случае необычно малой величиной потенциального барьера  $V \approx 30$  К и малой эффективной массой солитонов  $m_s$ . Соплавающие оценки  $m_s = (0,2 - 0,5) m_p$  ( $m_p$  — масса протона) были получены из следующих двух соотношений  $T^* = (\hbar^2 V / m a_0^2)^{1/2}$ <sup>5</sup> ( $T^*$  — температура перехода от классической к подбарьерной диффузии,  $a_0$  — ширина барьера,  $m$  — масса диффундирующих частиц), и выражения для эффективной массы солитонов  $m_s = 2\sqrt{2m_0 V} / \pi c_0$ <sup>8</sup> ( $m_0$  — масса атомов решетки,  $c_0$  — скорость звука.).

В заключение отметим, что обнаруженное когерентное туннелирование перегибов дислокаций может явиться объяснением уменьшения напряжения течения чистых металлов при  $T \lesssim (20 - 30)$  К<sup>9</sup>.

#### Литература

1. Alefeld G. J. Appl. Phys., 1965, 36, 2642.
2. Deterre Ph., Peguin P., Vanoni F. J. Appl. Phys., 1979, 14, 807.
3. Мелик-Шахназаров В.А., Наскидашвили И.А. ПТЭ, 1967, № 1, 181.
4. Андреев А.Ф., Лифшиц И.М. ЖЭТФ, 1969, 56, 2057.
5. Kagan Yu., Klinger M.I. J. Phys. C., 1974, 7, 2791.
6. Kagan Yu. In: Defects in Insulating Crystals: Proc. of Intern. Conference, Riga, May 1981, Berlin — Heidelberg — New-York: Springer-Verlag, 1981, p. 17.
7. Currie J.F., Trullinger S.E., Bishop A.R., Krumhansl J.A. Phys. Rev., 1977, B15, 5567.
8. Fogel M.B., Trullinger S.E., Bishop A.R., Krumhansl J.A. Phys. Rev., 1977, B15, 1587.
9. Parkhomenko T.A., Pustovalov V.V. Phys. Stat. Sol. (a), 1982, 74, 11.