

## СТАРЕНИЕ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ NaCl

Г. В. Весна, Н. Н. Новиков, О. В. Руденко

В работе [1] указывается, что процесс старения не оказывает заметного влияния на подвижность винтовых дислокаций, однако этот вывод основывается на полученных с большим разбросом четырех экспериментальных точках, по которым нельзя четко установить наличие или отсутствие старения. В то же время было надежно показано [2], что с увеличением времени старения уменьшается число подвижных краевых дислокаций при фиксированной нагрузке и увеличивается среднее напряжение их старта, т. е. возрастает сопротивление движению дислокаций, вызванное, веро-

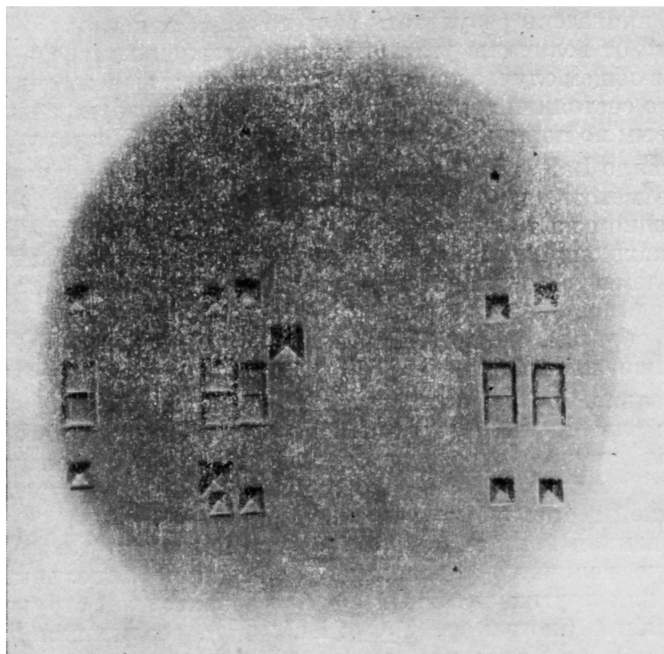


Рис. 1. Пример смещения винтовых дислокационных полупетель после нагружения.  $\tau = 2$  МПа.

ятно, образованием атмосфер Коттрелла. Можно предположить, что изменение некоторых характеристик подвижности краевых дислокаций в процессе старения должно быть пропорционально доле первоначально растворенных в единице объема материала атомов примеси  $f$  [3], скапливающихся у краевой дислокации за время  $t$

$$f = 1 - \exp[-\beta\rho (ADt/kT)^{2/(n+2)}], \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность дислокаций,  $\beta \approx 3$  (числовой коэффициент),  $A \approx \approx 10^{-9}$  эВ·см,  $D$  — коэффициент диффузии примесных атомов. Т. е.  $f \sim t^{2/(n+2)}$ , где  $n=1$  при преобладании размерного эффекта и  $n=2$  при преобладании различия в упругих постоянных примеси и матрицы [4]. Однако предпринятая в [1] попытка оценить  $n$  не привела к согласованию теории и эксперимента.

Уже первые опыты, выполненные нами на винтовых дислокациях, показали, что они также подвержены интенсивным процессам старения. Поэтому целью настоящей работы было исследование процессов старения

Изменение характеристик движения дислокаций  
в зависимости от условий старения

T, °C	t, ч	$\tau = 2.5 \text{ МПа}$		$\tau_0$ , МПа
		$\Delta N/N$ , %	$\bar{S}$ , мкм	
20	0.03	88	306	2.15
	20	65	327	2.20
	30	40	350	2.25
	70	33	385	2.27
	216	6	390	2.67
	500	0	0	2.75
50	1	67	400	2.45
	20	19	350	2.75
	70	0	0	3.03
	120	0	0	3.30
100	0.2	53	420	2.35
	3	0	0	2.90
	20	0	0	3.90

винтовых дислокаций на модельных кристаллах NaCl и попытка обработки полученных данных в рамках существующих теоретических представлений.

Исследования были выполнены на монокристаллах NaCl с пределом текучести  $3.0 \pm 0.25$  МПа. Плотность ростовых дислокаций в образцах не превышала  $10^4 \text{ см}^{-2}$  без учета дислокаций в малоугловых границах блоков. Изучение движения дислокаций проводили на свежих и состаренных изолированных винтовых дислокационных полупетлях, методика введения которых в кристаллы, выявления, вывода в положения старта, приложения рабочей нагрузки не отличалась от описанной ранее [5] (рис. 1). Старение образцов осуществлялось при комнатной температуре в эксикаторе, а при повышенной — в электропечи. После старения кристаллы нагружали методом четырехопорного изгиба в течение 2 с при комнатной температуре. Для сравнения были исследованы кристаллы с минимальным временем старения, определяемым временем, прошедшим с момента вывода дислокаций в положение старта до приложения нагрузки. Это время обычно не превышало 1 мин.

Были изучены относительное количество сместившихся  $\Delta N/N$  дислокаций, распределение дислокаций по напряжениям старта и средние значения длин их пути  $\bar{S}$ . Установлено (см. таблицу), что с увеличением времени старения  $t$  количество сместившихся дислокаций при фиксированной нагрузке уменьшается, а наиболее вероятное напряжение старта  $\tau_0$  увеличивается. При больших временах старения основная масса введенных дислокаций остается неподвижной даже при напряжениях, близких к пределу разрушения материала. Наблюдается также тенденция к возрастанию длин пути дислокаций при увеличении времени и температуры старения (см. таблицу).

Ранее отмечалось [6], что в глубине кристалла дислокационные отрезки могут быть зигзагообразными. Это значит, что на некотором расстоянии от поверхности кристалла происходит смена винтовой ориентации на краевую, затем снова на винтовую и т. д. При такой конфигурации дислокационного отрезка с краевым участком могут взаимодействовать сферически-симметричные точечные дефекты, образуя атмосферы Коттрелла.

Тогда в зависимости от расстояния  $l$  от поверхности кристалла до места, где впервые происходит смена винтовой ориентации на краевую, смещение конца винтового участка произойдет при напряжении

$$\tau_0 = a\mathcal{L}b/l, \quad (2)$$

где  $a \approx 1$ ,  $\mathcal{L}$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргера.

Образование примесной атмосферы вокруг краевого участка дислокации и диффузия примесных атомов с поверхности кристалла вдоль винтовой дислокации к перегнбу на ней будут уменьшать длину первоначального незакрепленного винтового участка  $l_0$ . Можно считать, что

$$l = l_0 - (n(t)/n_1) a, \quad (3)$$

$a$  — параметр решетки вдоль ядра дислокации;  $n(t)$  — число атомов примеси, подошедших к дислокации единичной длины за время  $t$ ;  $n_1$  — среднее число примесных атомов в одном атомном слое примесной атмосферы.

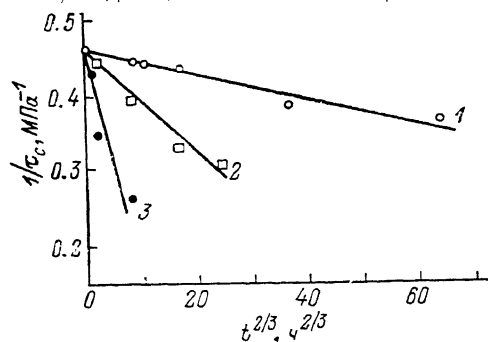
Так как

$$n(t) = n_0 t / \rho, \quad (4)$$

где  $n_0$  — полное число примесных атомов в единице объема материала, которые могут попасть на дислокации, то, учитывая (1)–(4), получим

$$l = l_0 - \frac{a n_0}{\rho n_1} \left\{ 1 - \exp \left[ -\beta \rho \left( \frac{ADt}{kT} \right)^{2/(n+2)} \right] \right\} = \frac{a \mathcal{L} b}{\tau_c}. \quad (5)$$

Рис. 2. Зависимость величины  $1/\tau_c$  от  $t^{2/3}$ .  
 $T, ^\circ\text{C} = 20$  (1),  $50$  (2),  $100$  (3).



При  $t \ll 10^4 \div 10^6$  ч, когда  $\beta \rho (ADt/kT)^{2/(n+2)} \ll 1$ , переходим к приближенному равенству

$$l = \frac{a^3 n_0}{n_1} \left( \frac{ADt}{kT} \right)^{2/(n+2)} = \frac{a \mathcal{L} b}{\tau_c}, \quad (6)$$

исходя из которого следует, что  $1/\tau_c \sim t^{2/(n+2)}$ . Действительно, предсказанная теоретически пропорциональность этих величин наблюдается (рис. 2), когда  $n=1$ , т. е. если основную роль во взаимодействии между дислокациями и точечными дефектами играют размерные эффекты.

По наклону кривых рис. 2, считая, что  $D = D_0 \exp(-Q/kT)$ , была выполнена оценка энергии активации диффузии примесных атомов  $Q$ . Значение величины  $Q$  оказалось равным примерно 0.3 эВ. Оценочное значение коэффициента диффузии  $D$  при комнатной температуре составляло  $10^{-12}$  см<sup>2</sup>/с.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Московская Т. А., Предводителев А. А., Захарова М. В. // Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975. С. 214–218.
- [2] Московская Т. А., Предводителев А. А., Захарова М. В. // Изв. вузов, физика. 1972. № 8. С. 153–155.
- [3] Коттрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургия, 1958. 267 с.
- [4] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 600 с.
- [5] Новиков Н. Н., Руденко О. В. // Изв. вузов, физика. 1978. № 3. С. 70–76.
- [6] Новиков Н. Н., Руденко О. В. // Изв. вузов, физика. 1980. № 10. С. 89–90.

Киевский государственный  
 университет им. Т. Г. Шевченко  
 Киев

Поступило в Редакцию  
 15 июля 1988 г.  
 В окончательной редакции  
 18 ноября 1988 г.