

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИЗМАТИЧЕСКИХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ ПО СЕЧЕНИЮ АННИГИЛЯЦИОННЫХ КАНАЛОВ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ КРИСТАЛЛАХ

Г. А. Малыгин

Облучение нейтронами металлических кристаллов приводит к образованию в них большого количества вакансионных и межузельных призматических дислокационных петель. Пластическая деформация таких кристаллов имеет особенности, поскольку помимо упрочняющего эффекта петли вызывают нестабильность деформации и локализацию ее в виде грубых линий скольжения. Электронно-микроскопические исследования [1-5], в том числе *in situ* [2], показывают, что с грубыми линиями скольжения связано образование в облученном кристалле свободных от петель (бездефектных) протяженных каналов шириной от 0.1 до 0.5 мкм [6].

Механизм формирования таких каналов, как сейчас установлено, включает в себя взаимодействие скользящих дислокаций с петлями. В результате взаимодействия и сопровождающих его дислокационных реакций [2, 4, 7] петли, а точнее составляющие их дислокационные сегменты, становятся подвижными; способными принимать участие в процессах размножения, диффузии и аннигиляции дислокаций. Следствием этого является аннигиляционный распад ансамбля призматических петель с образованием бездефектных (аннигиляционных) каналов и локализацией деформации в виде грубых линий скольжения.

Кинетический аспект этого явления был рассмотрен в [6, 8]. С помощью нелинейного уравнения эволюции локальной плотности дислокаций были найдены критические условия, необходимые для образования каналов, определены их ширина $\Delta\lambda$ и среднее расстояние между ними Λ , а также форма движущегося по каналу аннигиляционного фронта [8]. Целью настоящего сообщения является анализ с помощью развитого в [6] кинетического подхода характера распределения призматических петель по поперечному сечению каналов.

Уравнение эволюции с деформацией γ локальной плотности дислокаций ρ , описывающее образование бездефектных каналов в облученных кристаллах, имеет вид [6, 8]

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + \frac{v_x}{bv} \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\xi - 1) \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \gamma^2} = n_0 b^{-1} + (\kappa_m - \kappa_{im} - \kappa_a \rho) \rho, \quad (1)$$

где $\rho = \delta_n \rho_n$; $\rho_n = 2\pi R_n N_n$ — плотность дислокаций, заключенная в петли; N_n и R_n — объемная плотность и радиус петель; δ_n — коэффициент заметания петель скользящими дислокациями, определяемый их взаимодействием друг с другом; n_0 — объемная плотность дислокационных источников типа Франка—Рида в облученном кристалле; κ_m , κ_{im} и κ_a — коэффициенты соответственно размножения, иммобилизации и аннигиляции дислокаций; λ_D и $\xi > 1$ — диффузионная длина и коэффициент размножения дислокационного потока при диффузии винтовых дислокаций механизмом двойного поперечного скольжения [9]; v_x — дрейфовая скорость дислокаций при их движении вдоль плоскостей скольжения; v — средняя скорость перемещения дислокаций при размножении, аннигиляции и диффузии; b — вектор Бюргерса.

При стационарном распределении дефектов ($\partial \rho / \partial \gamma = \partial \rho / \partial x = 0$) уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \frac{1}{2} \psi_0 - \psi_m \psi - \frac{3}{2} \psi^2, \quad (2a)$$

$$\psi = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad Y = \frac{y}{\Lambda_0}, \quad \Lambda_0 = \left[\frac{3(\xi - 1)\lambda_D}{2b\kappa_a \rho_0} \right]^{1/2}, \quad (2б)$$

$$\psi_0 = \frac{3n_0}{b\kappa_a \rho_0^2}, \quad \psi_m = \frac{3(\kappa_{im} - \kappa_m)}{2\kappa_a \rho_0} > 0, \quad (2в)$$

где $\rho_0 = \delta_n \rho_n(0)$, $\rho_n(0) = 2\pi R_n N_n(0)$, $N_n(0)$ — однородная плотность призматических петель перед началом пластической деформации. Общим решением (2a) является эллиптический интеграл первого рода [6]. В интересующем нас случае распределения петель (рис. 1) необходимо, чтобы между параметрами ψ_0 и ψ_m в (2a) существовали соотношения $1 - \frac{1}{4}(1 - \psi_m)^2 < \psi_0 < 3 + 2\psi_m$ [6].

Поскольку $\psi_m \ll \psi_0$, то эти условия сводятся к требованию $3/4 < \psi_0 < 3$. При его выполнении получаем решение (2a) в виде ($\psi_m = 0$)

$$\frac{1}{2} \frac{F(\theta, k)}{F(\pi/2, k)} = \frac{y}{\Lambda}, \quad \sin \theta = \left(\frac{1 - \psi}{1 - \psi_2} \right)^{1/2}, \quad (3a)$$

$$k = \left(\frac{1 - \psi_2}{1 - \psi_3} \right)^{1/2}, \quad \Lambda = \frac{4\Lambda_0}{\sqrt{1 - \psi_3}}, \quad (3б)$$

$$\psi_{2,3} = \frac{1}{2} (-1 \pm \sqrt{4\psi_0 - 3}), \quad (3в)$$

где $F(\theta, k)$ — эллиптический интеграл первого рода. Если $3/4 < \psi_0 < 1$, то имеем аннигиляционные каналы типа рис. 1, а, а при $1 < \psi_0 < 3$ типа рис. 1, б; Λ — среднее расстояние между каналами.

В настоящее время имеется лишь одно электронно-микроскопическое исследование, в котором было специально определено распределение призматических петель по сечению каналов в облученных дозой 10^{18} н·см⁻² кристаллах меди [2]. На рис. 2 приведена нормированная гистограмма распределения петель по сечению канала, полученная в этой работе, где N — число петель на единице площади канала, $N(0) = 8.2 \cdot 10^9$ см⁻² — однородная перед началом пластической деформации плотность петель, $\Lambda = 3,5$ мкм — ширина каналов. В рассматриваемом случае она равна расстоянию между ними, поскольку каналы не являются полностью бездефектными и содержат внутри себя конечную плотность не проаннигилировавших призматических петель, т. е. принадлежат к типу каналов рис. 1, б. Сплошная кривая на рис. 2 проведена в соответствии с решением (3) для $\psi = \rho/\rho_0 = N_n/N_n(0)$ при величине дифракционного параметра $\psi_0 = 1,47$ и соответствующих ему значениях $\psi_2 = 0,35$, $\psi_3 = -1,35$ и модуля эллиптического интеграла $k = 0,526$. Видно хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

Сделанные в [6] анализ экспериментальных данных и теоретический расчет показывают, что формирование того или иного типа каналов, а также критические условия их возникновения зависят от дозы облучения, которая определяет объемную плотность петель. Но более существенным для этого является, возможно, не столько плотность петель, сколько исходная плотность дислокаций $\rho_n(0) =$

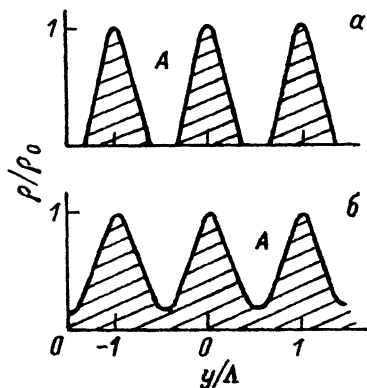


Рис. 1. Распределение дислокационных петель по сечению аннигиляционных каналов А, согласно (3), при $\psi_m = 0$, $\psi_0 = 0.9$ (а) и 1.3 (б).

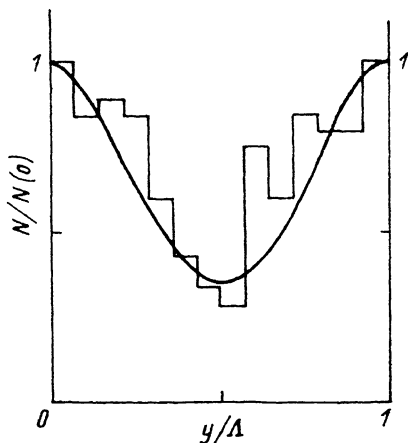


Рис. 2. Гистограмма распределения петель по сечению аннигиляционного канала в облученной нейтронами меди [4].

Сплошная кривая — согласно (3) при $\psi_0 = 1.47$.

$= 2\pi R_n N_n(0)$, содержащаяся в петлях. Так, из приведенных в [4] данных для облученных нейтронами кристаллов молибдена можно заключить, что, несмотря на различие в объемной плотности петель $N_n(0) = (0.2 - 3.2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и разницу их размеров $2R_n = 55 \div 250$ нм для отдельных кристаллов, аннигиляционные каналы возникали, если плотность дислокаций $\rho_n(0)$, связанная с петлями, была больше $2.8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, и, наоборот, каналы отсутствовали, если она была меньше $1.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Это обстоятельство согласуется с тем, что в выражении (2в) для параметра ψ_0 фигурирует исходная плотность дислокаций ρ_0 . С учетом того что $n_0 \sim \rho_0^{3/2}$, имеем $\psi_0 \sim \rho_0^{-1/2}$. Каналы возникают, если $\psi_0 < 3$ [6], что и определяет существование минимальной плотности дислокаций, необходимой для этого.

Список литературы

- [1] Greenfield I. G., Wilsdorf H. G. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 4. P. 827—839.
- [2] Johnson E., Hirsch P. B. // Phil. Mag. 1981. V. 43A. N 1. P. 150—170.
- [3] Okada A., Kanao K., Yoshii T. et al. // Trans. Jap. Inst. Metals. 1989. V. 30. N 4. P. 265—272.
- [4] Suzuki M., Fujimura A., Sato A. et al. // Phil. Mag. 1991. V. 64A. N 2. P. 395—411.
- [5] Luft A. // Progr. Mater. Sci. 1991. V. 35. N 1. P. 91—289.
- [6] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 4. С. 1069—1076.
- [7] Foremann A. J., Sharp J. W. // Phil. Mag. 1969. V. 19. N 161. P. 931—937.
- [8] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1855—1859.
- [9] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3174—3177.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
5 июня 1992 г.