01;05.1

Роль внутренних напряжений в локализации пластического течения облученных материалов

© *Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, В.В. Сирота, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко*

Белгородский государственный университет
Национальный научный центр
"Харьковский физико-технический институт"

Поступило в Редакцию 23 июня 1999 г.

Коллективное поведение дислокаций в облученных материалах рассматривается на основе кинетического уравнения для плотности дислокаций, учитывающего нелинейность типа Бюргерса. Показано, что в облученных материалах увеличивается степень локализации дислокации в полосах скольжения по сравнению с необлученными материалами.

В настоящее время существует несколько теоретических подходов к изучению процессов, происходящих при коллективном поведении дислокаций [1]. При этом часто в эволюционных уравнениях для плотности дислокаций $\rho(\mathbf{x}, t)$ ($\mathbf{x}$ — пространственная координата, t — время) нелинейность процессов пластичности представлена членами, квадратичными по плотности дислокаций.

В данной работе используются кинетические уравнения, описывающие коллективное поведение дислокаций, учитывающие так называемую нелинейность Бюргерса, т. е. члены типа $\rho(\partial\rho/\partial x)$.

Исходим из уравнения баланса для плотности движущихся дислокаций [1,2]

$$\frac{\partial\rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \operatorname{div}\Big(\mathbf{V}\rho(\mathbf{x}, t) - D\Delta\rho(\mathbf{x}, t)\Big) = Q(\rho(\mathbf{x}, t)), \qquad (1)$$

где $\mathbf{V}$ — вектор скорости скольжения дислокаций, D — коэффициент диффузии дислокаций, $Q(\rho(\mathbf{x}, t))$ — функционал от плотности дислокаций, определяющийся взаимодействием дислокаций друг с другом. Будем рассматривать упрощенную модель кристалла, для которой движущиеся дислокации скользят в одной плоскости в некотором определенном направлении, задаваемом осью Ox, и имеют одинаковый знак заряда. Скорость скольжения дислокаций V (так как движение одномерное, то мы опускаем знак вектора) является, вообще говоря, функционалом плотности дислокаций, так как скорость скользящих дислокаций можно представить состоящей из трех частей $V = V_{ext} + m(f_{int} + f_{cor})$, где V_{ext} — скорость, обусловленная внешней нагрузкой, m — подвижность дислокаций, f_{int} — сила внутренних напряжений, вызываемая, например, дислокационными зарядами [3], определяется функцией Грина упругой задачи

$$f_{int} = b \int K(x - x', t - t')\rho(x', t')dx'dt',$$

где b — величина вектора Бюргерса, $K(x - x', t - t')$ — функция, обусловленная нелокальным влиянием плотности и потоков дислокаций. В главном приближении по пространственным градиентам можно получить для f_{int}:

$$f_{int} = bK\rho(x, t), \tag{2}$$

где K — коэффициент пропорциональности, f_{cor} — корреляционная сила, возникающая за счет взаимного расположения дислокаций [3]:

$$f_{cor} = \frac{Gb^2}{4\pi\rho_0} \frac{\partial\rho}{\partial x}, \tag{3}$$

где G — модуль сдвига, ρ_0 — некоторая стационарная плотность дислокаций.

Правую часть уравнения (1) будем считать равной нулю. Физическое оправдание этому состоит в том, что нас интересует пластическое течение в облученных материалах. Согласно недавним работам [4], облучение оказывает огромное влияние на генерацию дислокаций на начальных стадиях, часто почти полностью ее подавляя, вследствие сильной блокировки дислокационных источников мельчайшими кластерами межузельных атомов. Кроме того, процессы аннигиляции дислокаций также подавляются под влиянием облучения, так как в облученных деформируемых материалах может происходить изменение свойств самих дислокаций (расширение ядер дислокаций, снижение энергии дефекта упаковки) [5].

Учет вышеупомянутых соображений, в частности формул (2) и (3), позволяет уравнение баланса (1) записать в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(V_{ext}\rho + mbK\rho^2 + \left(m\,\frac{Gb^2}{4\pi\rho_0} - D\right)\right) = 0. \qquad (4)$$

Представляя $\rho(x,t)$ как

$$\rho(x,t) = \rho_0 + \rho_1(x,t),$$

где ρ_0 — средняя стационарная плотность дислокаций, а $\rho_1(x,t)$ — флуктуация этой плотности, имеем

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \alpha\,\frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \rho_1\frac{\partial \rho_1}{\partial x} = -\delta\,\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2}, \qquad (5)$$

где

$$\alpha = \rho_1 + \frac{V_{ext}}{2mbK}, \qquad \delta = \frac{1}{2Kb}\left(\frac{Gb^2}{4\pi} - \frac{D}{m}\right).$$

Отметим, что появление нелинейности $\rho_1(\partial\rho_1/\partial x)$ обязано внутренним напряжениям, создаваемым дислокациями. Анализ температурных зависимостей предела текучести облученных материалов показывает, что основной эффект влияния облучения нейтронами, высокоэнергетическими заряженными частицами связан с ростом внутренних напряжений, создаваемых радиационными дефектами, в силу чего член $\rho_1(\partial\rho_1/\partial x)$ в облученных материалах должен играть одну из доминирующих ролей [5].

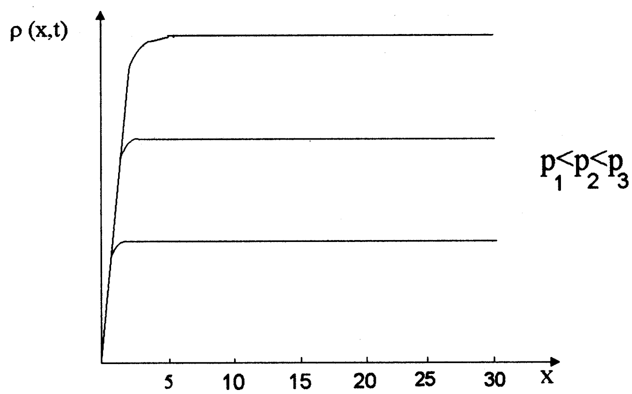
Стационарное решение уравнения (5) имеет хорошо известный вид:

$$\rho_1(x,t) = \alpha\delta\left(1 + \tanh\frac{1}{2}(ax - a^2 t\delta)\right), \qquad (6)$$

где a — постоянная, определяемая граничными условиями, а именно $\rho_1(x,t) \to \infty$ при $x - at\delta \to -\infty$. Решение (6) соответствует краю полосы Чернова–Людерса, т. е. области скачка плотности дислокаций. Отношение D/m, входящее в выражение δ (см. (5)), можно представить в виде:

$$\frac{D}{m} = \frac{kT}{\nu}\cdot\frac{v_d}{V}\cdot\frac{\sigma_a}{\sigma_i}, \qquad (7)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, v_d — скорость диффузионного дрейфа дислокаций, σ_a — напряжение пластического течения в плоскости скольжения, σ_i — величина внутренних



напряжений, ν — числовой коэффициент ($\nu \geq 1$). Отношение v_d/V в облученных материалах на этапе формирования полос локализованной деформации резко уменьшается за счет значительного увеличения доли дислокаций, движущихся со скоростями порядка $0.1c$ (c — скорость звука) под действием напряжений σ_a [6]. Множитель σ_a/σ_i также уменьшается с увеличением дозы облучения за счет возрастания внутренних напряжений. В результате всего этого увеличение дозы облучения приведет к увеличению высоты ступеньки, определяемой формулой (6). Качественно это иллюстрируется на рисунке, на котором изображены три графика, соответствующие решению (6), для трех значений дозы облучения $p_1 < p_2 < p_3$.

Рост высоты ступеньки вледствие облучения соответствует наблюдаемым в экспериментах результатам увеличения степени локализации деформации в полосах скольжения в облученных материалах. Плотность дислокаций в них уже при дозах, меньших одного смещения на атом, более чем на порядок выше по сравнению с плотностью дислокаций в полосах Чернова–Людерса в необлученных материалах.

Список литературы

[1] *Малыгин Г.А.* // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 1. С. 3–42.
[2] *Сарафанов Г.Ф.* // ФММ. 1998. Т. 85. В. 3. С. 46–53.
[3] *Ханнанов Ш.Х.* // ФММ. 1994. Т. 78. В. 2. С. 31–39.

[4] *Singh B.N., Horsewell F., Tolf P.* et al. // J. Nucl. Mater. 1995. V. 224. P. 131–140.
[5] *Воеводин В.Н., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А.* и др. // ВАНТ. Сер.: ФРП и РМ. 1998. В. 3 (69), 4 (70). С. 33–35.
[6] *Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Неклюдов И.М.* и др. // ФТТ. 1998. Т. 40. В. 9. С. 1631–1634.