Библиографический список

1. Панин В Е. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов. – Новосибирск: Наука, 1995. – Т. I, II.
2. Осташев В. В., Самаркин А И., Шевченко О. Д. Резонансно-поисковый метод анализа процесса развития пластических деформаций в поликристаллах // Научные ведомости БГПУ, 1996. – С.72-76.
3. Осташев В.В., Шевченко О.Д. Динамические особенности пластической дефомации поликристаллов // Письма в ЖТФ, 1998. – Т.25. – Вып. 16. – С.50.
4. Шевченко О.Д., Осташев В.В., Федюкин В.К. Виды бифуркаций и аттракторов при пластической деформации поликристаллов: Труды ППИ, 1998. - № 2. – С.142-147.
5. Осташев В.В., Шевченко О.Д. Физические основы управления свойствами конструкционных сталей: Труды ППИ, 1997. – № 1. – С. 118-123.

УДК 539 374

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ РАЗВИТИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Н. В. Камышанченко, В. В. Красильников, В. В. Сирота, Н.А. Чеканов
Белгородский государственный университет
И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко
ННЦ Харьковский физико-технический институт

В последнее время широкое распространение получил синергетический подход к описанию эволюции пластической деформации в материалах (см., например, Г. А. Малыгин, ФТТ, т. 37. в.1, с.3-42). В основе такого подхода лежат кинетические уравнения для локальной плотности дислокации $\rho(\vec{x},t)$ (x – пространственная координата, t - время), учитывающие различные процессы взаимодействия движущихся дислокаций друг с другом и другими дефектами кристалла. Существенную роль при этом играет то обстоятельство, что данная физическая модель адекватно отражает процессы различных взаимодействий, происходящих в кристаллах под воздействием как внутренних, так и внешних напряжений. Существует несколько теоретических подходов к изучению процессов, происходящих при коллективном поведении дислокаций. При этом, как правило, в используемых эволюционных уравнениях для плотности дислокаций $\rho(\vec{x},t)$ нелинейность процессов пластичности представлена членами, квадратичными по плотности дислокаций ρ^2 (см., например, Г. Ф. Сарафанов, ФММ, т. 85, в. 3, с. 45-53, (1998); Ш. Х. Ханнанов, ФММ, т. 85, в. 5, с. 11-20, (1998)).

В настоящей работе представлена модель, описывающая в синергетическом подходе формирование дислокационных структур в облученных деформированных материалах под влиянием нелинейных эффектов, связанных с наличием неоднородного распределения дислокаций. Используются эволюционные уравнения, описывающие коллективное поведение дислокаций, учитывающие так называемую нелинейность Бюргерса, то есть члены типа $\rho(\partial\rho/\partial x\}$. Сходные идеи использовались для анализа эволюции дислокационных структур на основе нелинейного уравнения Бюргерса в работе Г. Ф. Сарафанова, С. Н. Нагорных «Физика прочности и пластичности материалов». (Тезисы докладов XIV Междунар. конф., Самара, 1995 г., с.59-60). В основе нашей модели лежит гидродинамическое описание системы движущихся дислокаций с помощью локальной плотности дислокаций $\rho(\vec{x},t)$ и плотности потока $\vec{j}(x,t)$ дислокаций как потока «квазичастиц», подчиняющихся уравнению баланса:

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} + div\vec{j}(x,t) = J\{\rho(x,t)\}, \quad (1)$$

где $J\{\rho(x,t)\}$ - функционал плотности дислокаций, описывающий их взаимодействие друг с другом.

Рассмотрим упрощенную модель кристалла, для которой движущиеся дислокации скользят в одной плоскости в некотором определенном направлении, задаваемом осью Ox, и имеют одинаковый знак заряда. Легко видеть в этой модели, что скорость скольжения дислокаций является, вообще говоря, функционалом плотности дислокаций $V(\rho)$. Скорости скользящих дислокаций V 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 [Ш. Х. Ханнанов, ФММ, т. 78, в. 2, с. 31-39, (1994)], для которой можно предложить следующую формулу:

$$f_{int} = b\int K(x-x',t-t')\rho(x',t')dx'dt', \quad (2)$$

где b – величина вектора Бюргерса, $K(x-x',t-t')$ - функция, обусловленная нелокальным влиянием плотности дислокаций и потоков дислокаций, также зависящих от их плотности, и определяемая функцией Грина упругой задачи.

В приближении слабой неоднородности в главном приближении по пространственным градиентам из (2) получим:

$$f_{int} \approx bK_0\rho(x,t),$$

$$K_0 = \int K(x-x',t-t')dx'dt'. \quad (3)$$

Для f_{cor} – корреляционной силы, возникающей за счет взаимного расположения дислокаций, используем выражение (см. Ш. Х. Ханнанов, ФММ, в. 10, с. 34-41. (1992)):

$$f_{cor} = \frac{Gb^2}{4\pi\rho_0}\frac{\partial\rho}{\partial x} + \eta\frac{Gb^2}{8\pi{\rho_0}^2}\frac{\partial^3\rho}{\partial x^3}, \quad (4)$$

где, G – модуль сдвига, ρ_0 - некоторая средняя стационарная плотность дислокаций, η -численный коэффициент.

Правую часть уравнения (1) часто представляют в виде:

$$J(\rho) = k_1 - k_2\rho^2, \quad (5)$$

где k_1 характеризует источник дислокаций, k_2 ответственен за взаимодействие дислокаций, в частности, за процессы их аннигиляции.

В данной работе будем считать $J(\rho) \approx 0$. Физически это можно аргументировать следующим образом. Поскольку здесь нас будет интересовать пластическое течение в облученных материалах, то согласно недавним работам [B.N. Singh, A. Horsewell, P. Toft, D.J. Edwards., J. Nucl. Mater. v. 224, p. 131, (1995); B.N. Singh, D.J. Edwards, A. Horsewell, P. Toft, Risp-R-839 (EN), Sept. (1995)], облучение оказывает огромное влияние на генерацию дислокаций, часто почти полностью ее подавляя, из-за сильной блокировки дислокационных источников мельчайшими кластерами межузельных атомов. Поэтому член k_1 может в определенных условиях быть близким к нулю.

Второе слагаемое в $J(\rho)$, содержащее k_2, также испытывает сильное влияние облучения. В соответствии с нашими исследованиями [В. Н. Воеводин, Л. С. Ожигов, А. А. Пархоменко, Н. В. Камышанченко, В. В. Красильников, ВАНТ, Сер.: ФРП и РМ, Вып.3(69), 4(70), 1998, с. 33-35] в облученных деформируемых материалах может происходить изменение свойств самих дислокаций (расширение ядер дислокаций, снижение энергии дефекта упаковки). Все это может привести к резкому снижению коэффициента k_2 в облученных материалах.

Функциональная зависимость скорости дислокаций V от плотности ρ дислокаций, выраженная формулами (3) и (4), приводит уравнение (1) в пренебрежении правой его частью ($J(\rho) \approx 0$) и слагаемым, пропорциональным четвертой производной $\partial^4\rho/\partial x^4$, к виду:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\begin{matrix} V_{ext}\rho + mbK_0\rho^2 + \\ + \left(m\dfrac{Gb^2}{4\pi\rho_0} - D\right)\dfrac{\partial\rho}{\partial x}\end{matrix}\right) = 0, \quad (6)$$

где D – коэффициент диффузии дислокаций.

Решение уравнения (6) будем искать в виде: $\rho(x,t)=\rho_0+\rho_1(x,t)$, где $\rho_1(x,t)$ - функция плотности дислокаций около средней стационарной плотности ρ_0 дислокаций. Для флуктуации плотности $\rho_1(x,t)$ дислокаций уравнение (6) принимает вид:

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\alpha\frac{\partial\rho_1}{\partial x}+\mu\rho_1\frac{\partial\rho_1}{\partial x}+\gamma\frac{\partial^2\rho_1}{\partial x^2}=0,$$
$$\alpha=V_{ext}+2mbK_0\rho_0,\ \mu=2mbK_0,$$
$$\gamma=\frac{mGb^2}{4\pi}-D. \tag{7}$$

Заметим, что возникновение члена $\mu\rho_1\frac{\partial\rho_1}{\partial x}$ обязано внутренним напряжениям, создаваемым дислокациями. Анализ температурных зависимостей предела текучести облученных материалов (см. например, De Vries M. Proc. BNES Conf. on Irradiation Embrittlement and Greep. London: BNES, 1972, p. 47-52; В. Ф. Зеленский, И. М. Неклюдов, Л. С. Ожигов, А. А. Пархоменко, В. И. Савченко, ВАНТ. Сер.: ФРП и РМ. вып. 2(10), 1979, с. 61-66) показывает, что основной эффект влияния облучения нейтронами, высокоэнергетическими заряженными частицами связан именно с ростом внутренних напряжений, создаваемых радиационными дефектами. В силу этого член $\mu\rho_1\frac{\partial\rho_1}{\partial x}$ в облученных материалах должен играть одну из главенствующих ролей. Делая замену переменных в $t\mu\to t$, приведем (7) к известному в гидродинамике жидкостей уравнению Бюргерса:

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\rho_1\frac{\partial\rho_1}{\partial x}=-\delta\frac{\partial^2\rho_1}{\partial x^2},$$
$$\delta=\frac{1}{2K_0b}\left(\frac{Gb^2}{4\pi}-\frac{D}{m}\right). \tag{8}$$

Будем исследовать стационарное решение уравнения (9), имеющее следующий вид:

$$\rho(x,t)=a\delta(1+th\frac{1}{2}(ax-a^2t\delta)), \tag{9}$$

где a – постоянная, определяемая граничными условиями, в частности при условии, что при $x-at\delta\to-\infty$ $\rho_1(x,t)\to 0$. Решение (9) соответствует краю полосы Чернова-Людерса.

Значительному влиянию облучения может быть подвержено отношение коэффициента диффузии дислокаций к их подвижности: D/m. Под коэффициентом диффузии дислокаций D будем понимать величину, связанную с так называемой нелокальной диффузией, обусловленной дальнодействующим взаимодействием между дислокациями [Г. А. Малыгин. ФТТ, т. 37, в.1, с. 3-42, (1995)]. Этот механизм описывает, например, расширение полос типа Чернова – Людерса на начальных этапах развития процесса пластической деформации. Будем считать, что количественно коэффициент диффузии дислокации может быть определен по формуле Эйнштейна

$$D=\upsilon_d kT/b\sigma_i, \tag{10}$$

где σ_i - величина внутренних напряжений, действующих в материале, υ_d - скорость диффузионного дрейфа дислокаций, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Для подвижной дислокации используем следующее выражение:

$$m=\nu V/b\sigma_a, \tag{11}$$

где V – средняя скорость скольжения дислокации, σ_a - напряжение пластического течения в плоскости скольжения, ν - числовой коэффициент ($\nu\geq 1$). Величины напряжений σ_a и σ_i связаны соотношением $\sigma_a=\sigma_{ext}-\sigma_i$, где σ_{ext} - внешнее прикладываемое к образцу напряжение. При этом отношение D/m принимает вид:

$$\frac{D}{m}=\frac{kT}{\nu}\cdot\frac{\upsilon_d}{V}\cdot\frac{\sigma_{ext}-\sigma_i}{\sigma_i}. \tag{12}$$

Отношение скоростей υ_d/V в облученных материалах на этапе формирования полос локализованной дислокации резко уменьшается за счет значительного увеличения доли дислокаций, движущихся со скоростями порядка 0,1 с (с – скорость звука) в «псевдорелятивистском режиме» под действием напряжений σ_a [Н. В. Камышанченко, В. В. Красильников, И. М. Неклюдов, А. А. Пархоменко, ФТТ, т. 40, №9, с. 1631-1634, (1998)]. Сомножитель $(\sigma_{ext} - \sigma_i)/\sigma_i$ в формуле (12) также уменьшается с увеличением дозы облучения за счет значительного возрастания внутренних напряжений. В результате с увеличением дозы облучения отношение D/m будет уменьшаться, что приведет, в соответствии с формулой (8), к увеличению параметра δ, а следовательно, к увеличению высоты ступеньки (9). Это качественно иллюстрирует рис. 1 на котором изображены три графика, соответствующих решению (9), для трех значений дозы облучения $p_1 < p_2 < p_3$.

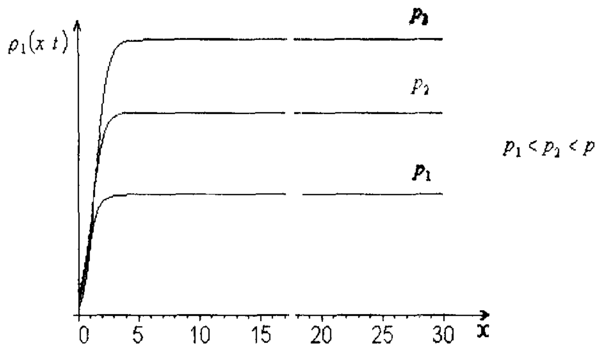

Рис 1 Зависимость высоты ступеньки от дозы облучения

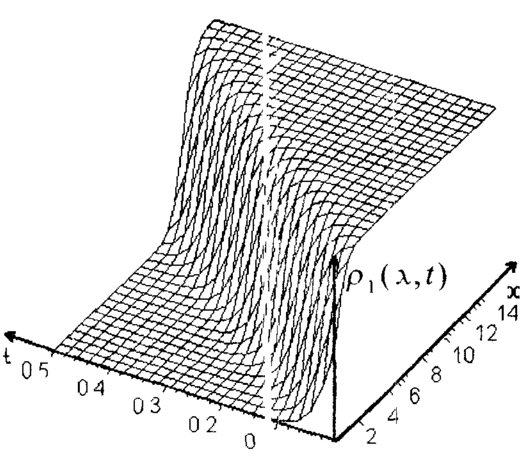

Рис 2 Трехмерное изображение распространения ступеньки пластической деформации в плоскости скольжения

Отметим зависимость плотности дислокаций $\rho_1(x,t)$, определяемую решением (11), от температуры T (термоактивационный режим скольжения). Так как в этом случае для параметра v справедлива зависимость $v = \Omega\sigma_a/kT$, где Ω - активационный объем, то для отношения D/m вместо (14) имеем:

$$\frac{D}{m} = \frac{(kT)^2}{\Gamma\sigma_i} \cdot \frac{\upsilon_d}{V}, \qquad (15)$$

откуда следует рост отношения D/m с увеличением температуры, а следовательно, уменьшение параметра δ и высоты ступеньки для плотности дислокаций $\rho_1(x,t)$.

Данное уменьшение высоты ступеньки с увеличением температуры испытаний согласуется с результатами работы [A. Luft, Prog. In Material Saence, v. 35, p. 97-204, (1991)].

Показано, что эволюция плотности дислокаций в деформируемых облученных материалах может быть описана уравнением Бюргерса, в котором рост под облучением внутренних напряжений учитывается с помощью нелинейного члена типа $\rho\frac{\partial\rho}{\partial x}$. В результате решения уравнения получена зависимость плотности дислокаций в виде ступеньки, высота которой зависит от дозы облучения.

Рост высоты ступеньки вследствие облучения соответствует наблюдаемым в экспериментах результатам увеличения степени локализации деформации в полосах скольжения в облученных материалах. Плотность дислокаций в них уже при дозах ≤ 1 смещения на атом более, чем на порядок выше по сравнению с плотностью дислокаций в полосах Чернова-Людерса в необлученных материалах [M. S. Wechsler in: The Inhomogeneity of Plastic Deformation. // ASM, Metals Park, Ohio, 1973, pp. 19-52].