

# Особенности формирования полос скольжения при пластической деформации слоистых кристаллов

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 15 июля 1998 г.)

На основе уравнений дислокационной кинетики теоретически обсуждаются эффекты сужения и ветвления винтовых полос скольжения при пластической деформации неоднородно легированных или неоднородно облученных (слоистых) кристаллов. Образование полос рассматривается как процесс самоорганизации дислокаций, идущий в дислокационном ансамбле на мезоуровне. Получены распределения плотностей подвижных и неподвижных дислокаций, а также локальной скорости пластической деформации в полосе скольжения, распространяющейся в слоистом кристалле. Найдено, что эффект сужения полос связан с более низкой скоростью расширения полос в жестких слоях, чем в мягких, неупрочненных легированием или облучением слоя, а эффект ветвления — с более низкой локальной скоростью деформации в жестких слоях по сравнению со скоростью деформации, задаваемой деформирующим устройством, приходящейся на одну полосу скольжения. В последнем случае для восстановления баланса скоростей требуется зарождение новых полос или ветвление существующих.

При пластическом деформировании слоистых (неоднородно легированных [1–3] или неоднородно облученных [4]) монокристаллов обнаружено, что формирование линий и полос скольжения в них чувствительно к жесткости слоев. Так, в кристаллах LiF, имеющих области (слои) с повышенным содержанием атомов  $Mg^{2+}$  или облученных рентгеновскими лучами, при переходе винтовых полос скольжения из "мягких" (нелегированных и необлученных) в "жесткие" (упрочненные) слои наблюдается значительное (в 5–6 раз) увеличение плотности винтовых дислокаций [3] и образование внутри полос пластически недеформированных, свободных от дислокаций областей [3,4]. Такое "расщепление" полос на отдельные более узкие полосы скольжения свидетельствует о процессе повышенной локализации деформации в жестких слоях по сравнению с мягкими. При обратном переходе винтовых полос из упрочненных в неупрочненные области дисперсный характер распределения в них дислокаций восстанавливается. Эффекты локализации и делокализации деформации были выявлены методом избирательного травления [2–4].

В [2–4] обнаружено также, что проникновение винтовых полос в жесткие слои не всегда приводит к расщеплению (ветвлению) полосы на отдельные, более узкие полосы, а может сопровождаться лишь эффектом сужения полос. Под эффектом сужения полос понимается общее равномерное уменьшение ширины полосы при ее проникновении в упрочненный слой, а также небольшое постепенное уменьшение ширины полосы по мере этого проникновения. Что касается краевых полос скольжения, то их распространение из неупрочненных в упрочненные зоны не сопровождается упомянутыми выше эффектами [3,4]. Это обстоятельство указывает на то, что эффекты локализации и делокализации деформации связаны с мобильностью винтовых дислокаций в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении и со способностью винтовых дислокаций к

размножению двойным поперечным скольжением, параметры которого сильно зависят от степени легирования и дозы облучения кристалла [5,6].

Поскольку формирование полос скольжения является результатом процесса самоорганизации дислокаций, развивающегося в дислокационном ансамбле на мезоуровне [7], очевидно, что и наблюдаемые особенности формирования полос скольжения в слоистых кристаллах должны найти объяснение в рамках кинетического (синергического) подхода к этим явлениям. Решение этой задачи и является целью настоящей работы. В первом разделе приведены необходимые для этого кинетические уравнения для плотностей подвижных и неподвижных дислокаций и соответствующие их решения. Во втором разделе рассмотрен эффект сужения полос скольжения при их распространении из неупрочненного в упрочненный слой и получены количественные характеристики этого процесса. Эффект ветвления полос при их переходе из мягких в жесткие области обсуждается в третьем разделе работы.

## 1. Уравнения эволюции плотности дислокаций

Уравнения эволюции плотности подвижных  $\rho_m(x, y, t)$  и неподвижных  $\rho_i(x, y, t)$  дислокаций, описывающих формирование удлиняющейся в направлении оси  $x$  и расширяющейся в направлении оси  $y$  полосы скольжения, имеют вид [7]

$$t_m \frac{\partial \rho_m}{\partial t} = \left( R_x^{(m)} \right)^2 \frac{\partial^2 \rho_m}{\partial x^2} + \left( R_y^{(m)} \right)^2 \frac{\partial^2 \rho_m}{\partial y^2} + n\lambda_m + \rho_m - \beta\rho_i, \quad (1a)$$

$$\rho_i(x, y, t) = \left(R_x^{(i)}R_y^{(i)}\right)^{-1} \int_x^\infty e^{-\frac{|x-x'|}{R_x^{(i)}}} dx' \times \int_y^\infty e^{-\frac{|y-y'|}{R_y^{(i)}}} \rho_m(x', y', t) dy'. \quad (1b)$$

Здесь  $t$  — время,  $t_m = \lambda_m/u$  и  $\lambda_m$  — соответственно характерные время и расстояние между актами размножения дислокаций механизмом двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций,  $u$  — скорость дислокаций,  $n$  — плотность дислокационных источников типа источников Франка–Рида,  $\beta$  — относительный коэффициент иммобилизации дислокаций в диполях. Параметры  $R_{x,y}^{(m)}$  и  $R_{x,y}^{(i)}$  определяют характерные масштабы самоорганизации подвижных и неподвижных дислокаций при удлинении и расширении полосы. Они зависят от кинетических коэффициентов, определяющих интенсивность процессов размножения, иммобилизации и диффузии дислокаций [7]. Легирование и облучение кристалла сильно влияют на кинетические коэффициенты [5,6], и, следовательно, на параметры  $R_{x,y}^{(m)}$  и  $R_{x,y}^{(i)}$  и их соотношение, что в свою очередь оказывает влияние на процесс формирования полос скольжения.

Уравнение (3) имеет линейный характер и допускает разделение переменных. Нас интересуют решения этого уравнения типа бегущей автоволны, т.е. удлиняющейся в направлении  $x$  и расширяющийся в направлении  $y$  полосы скольжения

$$\rho_m(Z_x, Z_y) = \rho_{m0} [1 - \exp(Z_x + Z_y)], \quad Z_x + Z_y < 0, \quad \rho_m(Z_x, Z_y) = 0, \quad Z_x + Z_y > 0; \quad (2a)$$

$$\rho_i(Z_x, Z_y) = \rho_{i0} [1 - M \exp(Z_x + Z_y)], \quad \rho_i(Z_x, Z_y) = 0, \quad Z_x + Z_y > \ln M^{-1}; \quad (2b)$$

$$Z_x = g_x X - S_x \tau, \quad Z_y = g_y Y - S_y \tau, \quad M = \frac{a_x a_y}{(a_x - g_x)(a_y - g_y)}. \quad (2c)$$

Здесь  $X = x/R_x^{(m)}$ ,  $Y = y/R_y^{(m)}$ ,  $\tau = t/t_m$ . Подстановкой (2a) в (1) можно найти условия существования такого типа решений

$$S_x + S_y = \frac{\beta a_x a_y}{(a_x - g_x)(a_y - g_y)} - (1 + g_x^2 + g_y^2), \quad g_x < a_x, \quad g_y < a_y, \quad S_x + S_y > \beta - 1, \quad (3a)$$

где

$$a_x = R_x^{(m)}/R_x^{(i)}, \quad a_y = R_y^{(m)}/R_y^{(i)}, \quad \rho_{m0} = \frac{n \lambda_m}{\beta - 1}, \quad \rho_{i0} = \frac{\delta_i}{\delta_{ai}} \rho_{m0}, \quad (3b)$$

$\rho_{m0}$  и  $\rho_{i0}$  — стационарные плотности подвижных и неподвижных дислокаций,  $\delta_i$ ,  $\delta_{ai}$  — коэффициенты соответственно иммобилизации дислокаций и аннигиляции винтовых диполей [7]. Для возникновения процесса самоорганизации дислокаций и образования пространственно-неоднородных дислокационных структур необходимо,

чтобы параметры уравнения (1) удовлетворяли условиям  $a_x < 1$ ,  $a_y < 1$ ,  $\beta > 1$  [7]. Плотность неподвижных дислокаций  $\rho_i$  получена интегрированием (1b).

Параметры решения (2)  $g_{x,y}$  и  $S_{x,y}$  связаны соотношением (3a) и зависят от граничных условий. Таковыми являются баланс пластических деформаций

$$\varepsilon = N(m_x \gamma_x + m_y \gamma_y) w / l_0 \quad (4a)$$

и скоростей пластических деформаций в кристалле при одиночном скольжении

$$\dot{\varepsilon}_0 = 2N(m_x \dot{\gamma}_x + m_y \dot{\gamma}_y) \Delta w / l_0. \quad (4b)$$

Здесь  $N$  — число действующих полос скольжения в кристалле,  $m_x$  и  $m_y$  — ориентационные факторы,  $\gamma_x = b \lambda_m \rho_{m0}$  и  $\gamma_y = b \bar{h} \rho_{m0}$  — величины сдвигов в полосе скольжения [7],  $b$  — вектор Бюргерса,  $\bar{h}$  — среднее расстояние выхода винтового сегмента в плоскость поперечного скольжения,  $w$  — ширина полос,  $l_0$  — длина кристалла,  $\dot{\varepsilon}_0$  — скорость пластической деформации, задаваемая деформирующим устройством,  $\dot{\gamma}_{x,y}$  — скорости пластической деформации, связанные с движением дислокаций соответственно в исходной плоскости скольжения и в плоскости поперечного скольжения,  $\Delta w$  — ширина края полосы скольжения. Вследствие деформационного упрочнения значения  $\dot{\gamma}_{x,y}$  максимальны на краю полосы скольжения

$$\dot{\gamma}_x = U_x (\partial \gamma_x / \partial x), \quad \gamma_x = b \lambda_m \rho_m(Z_x, Z_y), \quad \dot{\gamma}_y = U_y (\partial \gamma_y / \partial y), \quad \gamma_y = b \bar{h} \rho_m(Z_x, Z_y). \quad (5a)$$

Здесь

$$U_x = \frac{S_x}{g_x} \left( \frac{R_x^{(m)}}{\lambda_m} \right) u, \quad U_y = \frac{S_y}{g_y} \left( \frac{R_y^{(m)}}{\lambda_m} \right) u \quad (5b)$$

— компоненты скорости перемещения края полосы скольжения согласно (2). Производные в (5a) находятся при  $Z_x + Z_y = 0$ . В результате получаем соотношение для определения параметров  $S_x$  и  $S_y$

$$m_x S_x + m_y S_y \frac{\bar{h}}{\lambda_m} = \frac{\dot{\varepsilon}_0 l_0}{2N \dot{\gamma} \Delta w}, \quad \dot{\gamma} = b \rho_{m0} u. \quad (6)$$

Еще одно граничное условие — это условие сохранения фронтом пластического течения плоского характера

$$\frac{U_y}{U_x} = \frac{S_y g_x}{S_x g_y} \left( \frac{R_y^{(m)}}{R_x^{(m)}} \right) = \text{tg } \varphi, \quad \text{tg } \varphi = R_y^{(m)} / R_x^{(m)}, \quad (7)$$

где  $\varphi$  — угол между поверхностью фронта и кристаллографической плоскостью скольжения. Угол  $\varphi$  определяется на мезоуровне величину коэффициента кажущейся некристаллографичности деформации и является мерой эффекта постепенного сужения полосы скольжения при ее распространении. Из (7) следует:  $S_y/S_x = g_y/g_x$ . Ввиду отсутствия других граничных условий можно полагать  $g_x = g_y = g$ , и, следовательно,

$S_x = S_y = S \approx \dot{\varepsilon}_0 l_0 / 2N\dot{\gamma}_m \Delta w$ , поскольку  $\bar{h} \ll \lambda_m$ . Таким образом, все неизвестные параметры решения (2) найдены и установлена их связь с кинетическими коэффициентами исходных уравнений (1) и скоростью пластической деформации  $\dot{\varepsilon}_0$ , задаваемой нагружающим устройством.

Другое интересующее нас решение уравнения (1) описывает расширение полосы скольжения с осциллирующим в направлении оси  $y$  фронтом деформации

$$\rho_m(X, Y, \tau) = \rho_{m0} [1 - \exp(Z_x + Z_y)] [1 + A \cos(pY - q\tau)],$$

$$\rho_m(x, Y, \tau) = 0, \quad Z_x + Z_y > 0, \quad (8)$$

где  $A$  — постоянная. Подстановкой (8) в (1) можно найти условия существования этого типа решения

$$S_x + S_y = \frac{\beta a_x a_y}{(a_x - g_x)(a_y - g_y)} - 1 - g_x^2 - g_y^2,$$

$$q = \frac{\beta a_y p}{a_y^2 + p^2}, \quad p^2 = 1 + \frac{\beta a_y^2}{a_y^2 + p^2},$$

$$S_x + S_y = p^2 + \frac{\beta a_x a_y (a_y - g_y)}{(a_x - g_x)[(a_y - g_y)^2 + p^2]} - 1 - g_x^2 - g_y^2,$$

$$q = \frac{\beta a_x a_y p}{(a_x - g_x)[(a_y - g_y)^2 + p^2]} - 2pg_y. \quad (9)$$

Для определения шести неизвестных параметров  $g_{x,y}$ ,  $S_{x,y}$ ,  $p$  и  $q$  к пяти соотношениям (9) следует добавить условие синхронности стационарных координат  $Z_y$  и  $(pY - q\tau)$ , а именно  $S_y/g_y = q/p$ . Согласно (8), это означает равенство скоростей  $U_y$  устойчивого и  $U_q$  неустойчивого в поперечном направлении расширения полосы скольжения

$$U_y = \frac{S_y}{g_y} \left( \frac{R_y^{(m)}}{\lambda_m} \right) u, \quad U_q = \frac{q}{p} \left( \frac{R_y^{(m)}}{\lambda_m} \right) u. \quad (10)$$

Анализ соотношений (9) и (10) показывает, что решение (8) существует при  $g_y < 0$ ,  $S_y < 0$ . Это означает, что в (8) стационарную координату  $Z_y$  следует брать по модулю. Постоянная  $A$  находится из граничных условий (раздел 3).

Таким образом, как и в предыдущем случае, все параметры решения (8) могут быть определены и установлена их связь с кинетическими коэффициентами и скоростью деформации  $\dot{\varepsilon}_0$ . Решения (2) и (8) будут использованы ниже для анализа соответственно эффектов сужения и ветвления винтовых полос скольжения при пластической деформации слоистых кристаллов.

## 2. Эффект сужения полос скольжения

Рассмотрим процесс распространения полосы скольжения в слоистом кристалле (рис. 1, *a*) из неупрочненного слоя 1 толщиной  $L_1$  в упрочненный слой 2 толщиной

$L_2$ . Уравнение баланса пластических деформаций и скоростей пластических деформаций в слоистом кристалле имеют вид

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = \varepsilon_2, \quad \varepsilon_{1,2} = N_{1,2} (m_x \dot{\gamma}_x^{(1,2)} + m_y \dot{\gamma}_y^{(1,2)}) w_{1,2} / l_0, \quad (11a)$$

$$\dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon}_1 = \dot{\varepsilon}_2, \quad \dot{\varepsilon}_{1,2} = 2N_{1,2} (m_x \dot{\gamma}_x^{(1,2)} + m_y \dot{\gamma}_y^{(1,2)}) \Delta w_{1,2} / l_0. \quad (11b)$$

Здесь  $\dot{\gamma}_y^{(1,2)} \ll \dot{\gamma}_x^{(1,2)}$ ,  $\dot{\gamma}_x^{(1,2)} \approx \dot{\gamma}_{1,2} = b \rho_{m0}^{(1,2)} u_{1,2}$  — скорости пластической деформации на краях полос скольжения в неупрочненной и упрочненной областях (6),  $N_{1,2}$  — число полос скольжения в каждой из этих областей. В рассматриваемом случае  $N_1 = N_2 = N$ , случай  $N_2 > N_1$  означает ветвление полос и обсуждается в разделе 3. Согласно (11), постоянные  $g$  и  $S$  могут быть найдены независимо друг от друга для мягкого и жесткого слоев.

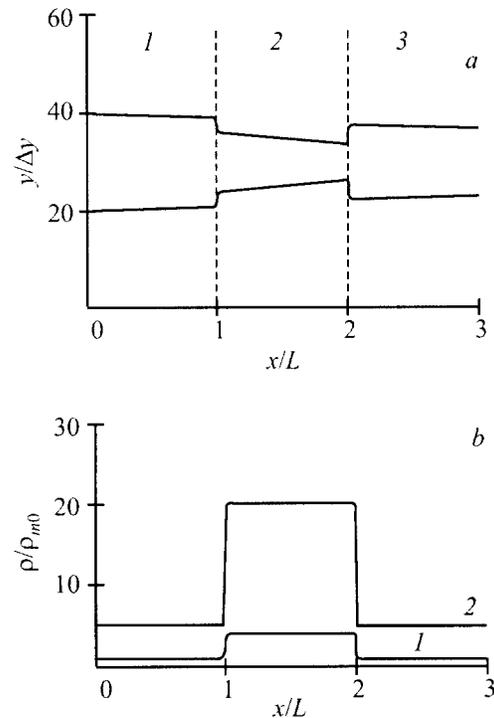
В результате, записывая выражения для стационарных координат  $Z_x$  и  $Z_y$  (2) в слоях 1 и 2 в размерном виде, имеем

$$Z_x^{(1,2)} = (x - x_0^{(2)} - U_x^{(1,2)} t) / \Lambda_x^{(1,2)},$$

$$Z_y^{(1,2)} = (y - U_y^{(1,2)} t) / \Lambda_y^{(1,2)},$$

$$\Lambda_x^{(1,2)} = g_{1,2}^{-1} (R_x^{(m)})_{1,2}, \quad \Lambda_y^{(1,2)} = g_{1,2}^{-1} (R_y^{(m)})_{1,2}. \quad (12)$$

Индексы 1 и 2 относятся соответственно к мягким и жестким слоям. Будем считать далее, что толщина слоев



**Рис. 1.** Форма полосы скольжения в слоистом кристалле (*a*) и распределение плотности подвижных (1) и неподвижных (2) дислокаций (*b*) в упрочненном (2) и неупрочненных (1, 3) слоях. Пунктиры — границы слоев.

$L_{1,2} \gg \Lambda_{x,y}^{(1,2)}$ . Поскольку облучение и легирование существенно снижают длины и скорости пробега винтовых дислокаций между актами размножения [5,6], то в (2), (10) и (11)

$$\begin{aligned} \rho_{m0}^{(2)} > \rho_{m0}^{(1)}, \quad \rho_{i0}^{(2)} > \rho_{i0}^{(1)}, \quad \Lambda_{x,y}^{(2)} < \Lambda_{x,y}^{(1)}, \\ U_{x,y}^{(2)} < U_{x,y}^{(1)}, \quad \dot{\gamma}_2 < \dot{\gamma}_1, \quad M_2 > M_1. \end{aligned} \quad (13)$$

Постоянная  $x_0^{(2)}$  в (12) может быть найдена из условия баланса дислокационных потоков на границе между мягким и жестким слоями

$$\begin{aligned} \rho_m^{(1)} u_1 + \lambda_{x1}^{(m)} u_1 \frac{\partial \rho_m^{(1)}}{\partial x} \Big|_{x=L_1} = \omega^{-1} \rho_m^{(2)} u_2 \\ + \lambda_{x2}^{(m)} u_2 \frac{\partial \rho_m^{(2)}}{\partial x} \Big|_{x=L_1}. \end{aligned} \quad (14a)$$

Здесь  $\lambda_{x1}^{(m)}$  и  $\lambda_{x2}^{(m)}$  — характерные расстояния диффузии дислокаций в направлении оси  $x$  [7],  $\omega$  — коэффициент дислокационной "прозрачности" границы. Скорости  $u_{1,2}$  и градиенты плотностей дислокаций максимальны на краях расширяющихся полос скольжения, поэтому в (1) производные следует брать при  $Z_y^{(1,2)} = 0$  в момент времени  $t_1 = L_1/U_x^{(1)}$ . В результате получаем

$$\begin{aligned} x_0^{(2)} = L_1 - U_x^{(2)} t_1 - \Lambda_x^{(2)} \ln C_2, \\ C_2 = \left( 1 + \omega_{12} \frac{\lambda_{x1}^{(m)} \dot{\gamma}_1}{\Lambda_x^{(1)} \dot{\gamma}_2} \right) / \left( 1 + \omega_{12} \frac{\lambda_{x2}^{(m)}}{\Lambda_x^{(2)}} \right). \end{aligned} \quad (14b)$$

Аналогичным образом могут быть найдены и постоянные  $x_0^{(3)}$  и  $C_3$ , согласующие дислокационные потоки при распространении полосы скольжения из жесткого в мягкий слой ( $t_2 = L_2/U_x^{(2)}$ ):

$$\begin{aligned} x_0^{(3)} = L_2 - U_x^{(1)} t_2 - \Lambda_x^{(1)} \ln C_3, \\ C_3 = \left( 1 + \omega_{23} \frac{\dot{\gamma}_2 \lambda_{x2}^{(m)}}{\dot{\gamma}_1 \Lambda_x^{(2)}} \right) / \left( 1 + \omega_{23} \frac{\lambda_{x1}^{(m)}}{\Lambda_x^{(1)}} \right). \end{aligned} \quad (14c)$$

Поскольку  $C_2 > 1$ , а  $C_3 < 1$  и  $U_y^{(2)} < U_y^{(1)}$ , то проникновение полосы из неупрочненной в упрочненную область сопровождается ее сужением  $\Delta y_{12}$ , а переход из упрочненного в неупрочненный слой — расширением полосы  $\Delta y_{23}$ , где

$$\begin{aligned} \Delta y_{12}(x, t) \approx \left( U_y^{(2)} - U_y^{(1)} \right) t - (x - L) \operatorname{tg} \varphi_2 - \Lambda_y^{(2)} \ln C_2, \\ \Delta y_{23}(x, t) \approx \left( U_y^{(1)} - U_y^{(2)} \right) t \\ + (x - L) \operatorname{tg} \varphi_2 - \Lambda_y^{(1)} \ln C_3. \end{aligned} \quad (15)$$

Как видно из этих выражений, сужение полосы в жестком слое состоит из трех составляющих. Это, во-первых, зависящая от времени компонента, связанная

с меньшей скоростью расширения полосы в жестком слое, во-вторых, компонента, обусловленная постепенным сужением полосы по мере ее проникновения в этот слой, наконец, постоянная составляющая, связанная с балансом потоков на границе между слоями (14). Поскольку в (14b) и (14c)  $\lambda_{x1}^{(m)}/\Lambda_x^{(1)} \approx 1$ ,  $\lambda_{x2}^{(m)}/\Lambda_x^{(2)} \ll 1$ ,  $\omega_{12} \approx 0.1$ ,  $\omega_{23} \approx 1$ , то вклад постоянной составляющей в сужение полосы связан с разницей в локальных скоростях пластических деформаций в упрочненных и неупрочненных слоях кристалла,  $\dot{\gamma}_2 \ll \dot{\gamma}_1$ .

На рис. 1,а показана форма сечения полосы скольжения, распространяющейся в слоистом кристалле, построенная согласно (2) в координатах  $y/\Delta y - x/L$ , где  $\Delta y = U_y^{(1)} \Delta t$  — прирост ширины полосы за время  $\Delta t = L/U_x^{(1)}$  прохождения ею первого (мягкого) слоя,  $L = L_1 = L_2 = L_3 \approx 1 \text{ mm}$  — толщина слоев. При параметрах слоев

$$\begin{aligned} L/\Lambda_x^{(1)} = 5, \quad L/\Lambda_x^{(2)} = 20, \quad U_x^{(2)}/U_x^{(1)} = 0.5, \\ U_y^{(2)}/U_y^{(1)} = 0.8, \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = 4 \cdot 10^{-4}, \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = 10^{-3}, \end{aligned}$$

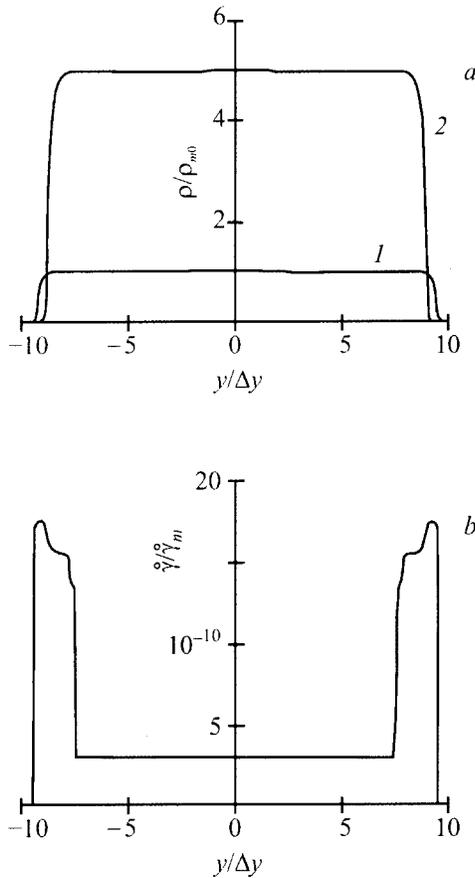
$t/\Delta t = 5$ ,  $M_1 = 10$ ,  $M_2 = 100$  и  $C_2 = 10^3$ ,  $C_3 \approx 1$  наблюдается общее и постепенное уменьшение ширины полосы по мере ее проникновения в глубину жесткого слоя с последующим расширением при переходе в мягкий слой 3. Вследствие выбранного масштаба ( $\Delta y \approx 1 \mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ mm}$ ) эффект постепенного сужения полосы скольжения в слое 2 на рис. 1,а выглядит более рельефно, чем в эксперименте [2–4]. Согласно условию баланса величин пластических деформаций слоев (11a) и в соответствии с полученным выше результатом ширина полос скольжения в жестком слое должна быть меньше, чем в мягком слое,  $w_2 = (\gamma_1/\gamma_2)w_1 < w_1$ , поскольку  $\gamma_2/\gamma_1 > 1$  [5,7].

Рис. 1,б демонстрирует распределение плотности подвижных (кривая 1) и неподвижных (кривая 2) дислокаций вдоль полосы скольжения в средней ее части ( $y/\Delta y = 30$ ) при  $\rho_{i0}^{(1)}/\rho_{m0}^{(1)} = 5$ ,  $\rho_{m0}^{(2)}/\rho_{m0}^{(1)} = 4$ ,  $\rho_{i0}^{(2)}/\rho_{m0}^{(1)} = 20$ . Повышенное содержание подвижных и неподвижных дислокаций в слое 2 связано с более высокими скоростями размножения дислокаций и образования диполей в легированных и облученных кристаллах [5,6].

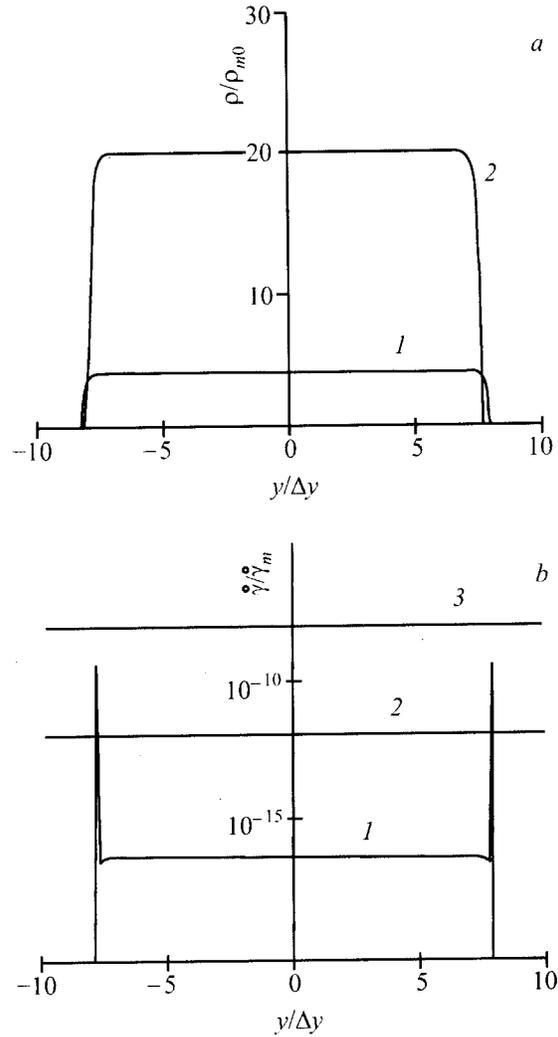
На рис. 2,а и 3,а приведено распределение плотностей подвижных и неподвижных дислокаций по ширине полосы скольжения соответственно в неупрочненном ( $x/L = 0.5$ ) и упрочненном ( $x/L = 1.5$ ) слоях. Как видно, на краях полосы преобладают подвижные дислокации, а в остальной ее части — неподвижные диполи. Поскольку их плотность велика, то они сильно упрочняют кристалл, в результате чего в большей части полосы скорость пластической деформации мала. На краях полос в слоях толщиной соответственно  $\Delta w_1$  и  $\Delta w_2$  в отсутствие там дипольного упрочнения она велика, что обеспечивает в соответствии с условием (11) конечную скорость пластической деформации всех слоев неоднородно упрочненного кристалла при данном уровне приложенных напряжений.

Распределения локальных скоростей пластической деформации в мягком и жестком слоях, соответствующие плотностям дислокаций на рис. 2, *a* и 3, *a*, показаны на рис. 2, *b* и 3, *b*. Расчет производился в соответствии с аррениусовским выражением для скорости пластической деформации  $\dot{\gamma} = b\rho_m u$ , где  $u = u_0 \exp(-H(\sigma^*)/kT)$ ,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $u_0$  — предэкспоненциальный фактор,  $H(\sigma^*) = H_0[1 - (\sigma^*/\sigma_c)^{1/2}]^2$  — энергия активации,  $H_0$  и  $\sigma_c \approx 8\sigma_f$  — полные энергии активации и напряжение преодоление барьеров точечного типа [6],  $\sigma^* = \sigma - \sigma_f - \sigma_d - \sigma_\mu$ ,  $\sigma^*$  — эффективное напряжение,  $\sigma_d = 3\mu b h \rho_i$  — упрочнение от взаимодействия дислокаций с диполями [5,8],  $\sigma_\mu = \alpha\mu b \rho_m^{1/2}$  — упрочнение от взаимодействия дислокаций друг с другом,  $\alpha$  — постоянная междислокационного взаимодействия. В качестве приложенного напряжения в соответствии с правилом смеси [4] было взято напряжение  $\sigma = L_1\sigma_1/(L_1 + L_2) + L_2\sigma_2/(L_1 + L_2)$ , где  $\sigma_{1,2} = \sigma^* + \sigma_f^{(1,2)} + \sigma_d^{(1,2)} + \sigma_\mu^{(1,2)}$  — напряжения течения соответствующих слоев.

При расчете скоростей деформаций использовались следующие значения параметров для слоистых кристал-



**Рис. 2.** Распределение плотностей подвижных (1) и неподвижных (2) дислокаций (а) и локальной скорости пластической деформации (б) по ширине полосы скольжения в неупрочненном слое.



**Рис. 3.** Распределение плотностей подвижных (1) и неподвижных (2) дислокаций (а) и локальной скорости пластической деформации (б) по ширине полосы скольжения в жестком слое.

лов LiF [5]:  $H_0 = 1 \text{ eV}$ ,  $T = 293 \text{ K}$ ,  $\sigma = 5 \text{ MPa}$ ,  $\sigma_f^{(1)} = 1 \text{ MPa}$ ,  $\sigma_f^{(2)} = 2 \text{ MPa}$ ,  $L_1 = L_2$ ,  $\mu = 4.3 \cdot 10^4 \text{ MPa}$ ,  $\nu = 0.75$ ,  $b = 0.3 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 0.2$ ,  $\rho_{m0} = 10^{11} \text{ m}^{-2}$ ,  $\dot{\gamma}_m = b\rho_{m0}u_0 = 10^5 \text{ s}^{-1}$ . Как видно из рис. 2, *b* и 3, *b*, скорость пластической деформации максимальна на краях расширяющейся полосы. При распространении полосы в жестком слое скорость деформации заметно снижается.

### 3. Эффект ветвления полос скольжения

Чтобы выяснить, вследствие чего наступает ветвление полос скольжения при их проникновении в жесткий слой, воспользуемся результатами, полученными в предыдущем разделе.

На рис. 3, *b* приведено распределение локальной скорости пластической деформации  $\dot{\gamma}$  (кривая 1) по ширине полосы в жестком слое с учетом упрочнения полосы из-за взаимодействия подвижных дислокаций с диполями и друг с другом. Горизонтальные прямые 2 и 3 показывают величину скорости пластической деформации, задаваемой деформирующим устройством, при двухстороннем ее расширении, где  $N$  — общее число полос скольжения в кристалле в данный момент времени. Показаны две возможные ситуации. В первом случае (прямая 2) число полос  $N_1$  достаточно велико для того, чтобы локальные скорости пластической деформации в каждой полосе скольжения (точнее, на ее краю) примерно соответствовали — как в мягком (рис. 2, *b*), так и в жестком слоях — скорости деформации  $\dot{\epsilon}_0/2N_1(\Delta w_{1,2}/l_0)$ , задаваемой нагружающимся устройством, приходящуюся на каждую полосу.

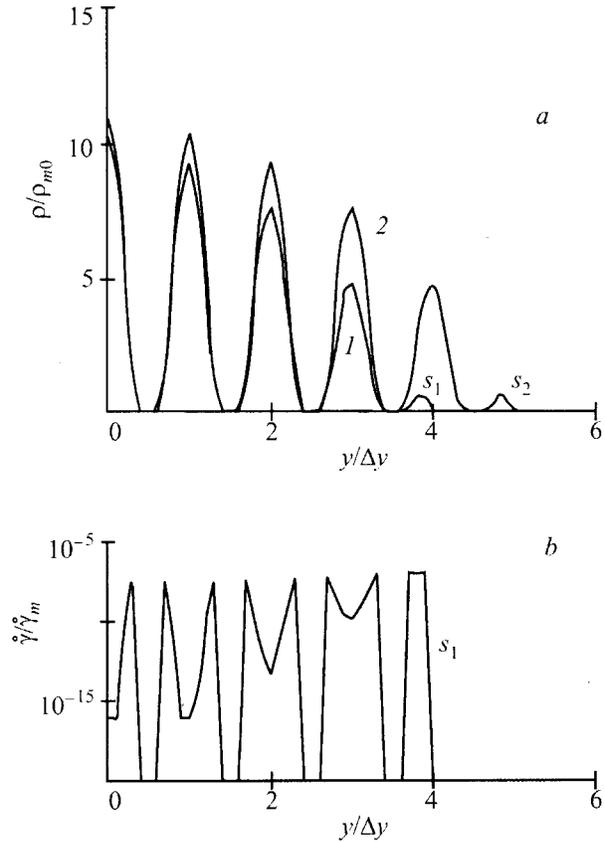
Во втором случае (прямая 3) количество полос  $N_2 < N_1$  недостаточно велико, чтобы обеспечить в жестком слое соответствие локальной  $\dot{\gamma}_2$  и задаваемой деформирующим устройством  $\dot{\epsilon}_0/2N_2(\Delta w_2/l_0)$  скорости деформаций. Чтобы это соответствие наступило, требуется или зарождения новых полос скольжения, или ветвление существующих, что обеспечит дополнительные места на краях полос скольжения для развития пластической деформации и снизит тем самым величину парциальной скорости  $\dot{\epsilon}_0/2N_2(\Delta w_2/l_0)$  до уровня локальной скорости пластической деформации на краях полос.

Рассмотрим теперь с помощью решения (8) количественную сторону вопроса. Принимая во внимание баланс скоростей пластических деформаций в слоистом кристалле (11) и соотношения (5), получаем уравнение вида (6). Из него с учетом того, что  $\bar{h}_1/\lambda_m^{(1)} \ll 1$  [7], находим неизвестную постоянную этого решения

$$A \approx \frac{\dot{\epsilon}_0}{2m_x S_x^{(2)} N_2 \dot{\gamma}_2 (\Delta w_2/l_0)} - 1. \quad (16)$$

Поскольку  $S_x^{(2)}$  есть величина порядка  $a_y^{-2} > 1$ , то при малом числе полос скольжения  $N_2$ , низкой вследствие упрочнения скорости пластической деформации  $\dot{\gamma}_2$  и узости краев полос скольжения  $\Delta w_2$  величина постоянной  $A$  для жесткого слоя может быть больше единицы.

На рис. 4, *a* в качестве иллюстрации показан характер распределения плотности подвижных дислокаций по ширине полосы скольжения (показана ее половина) согласно (8) при  $A = 2$  для двух последовательных моментов времени  $t_1 = 4\Delta t$  и  $t_2 = 5\Delta t$ . Видно, что полоса состоит из узких дискретных полос скольжения, плотность дислокаций в которых возрастает со временем (кривые 1 и 2). Другое важное обстоятельство, демонстрируемое решением (8), — возникновение зародышей дискретных полос скольжения  $s_1$  и  $s_2$  на переднем фронте расширяющейся полосы скольжения. Оно делает очевидным механизм ветвления полосы при ее проникновении в жесткий слой, а именно с синергетической точки зрения [9] —



**Рис. 4.** Распределение плотности подвижных дислокаций (*a*) и локальной скорости пластической деформации (*b*) в ветвящейся полосе скольжения в моменты времени  $t_1$  (кривая 1) и  $t_2 > t_1$  (кривая 2).

последовательную эстафетную достройку полосы путем образования перед ней зародышей новых полос скольжения. Такое скачкообразное образование (“простреливание”) дискретных полос скольжения зафиксировано, например, при высокоскоростной киносъемке поверхности пластически деформируемых кристаллов меди после их упрочнения потоком нейтронов [10]. Как следует из (8), это есть следствие поперечной неустойчивости дислокационного потока.

Следует заметить, что в условиях нестабильной и неоднородной деформации эффект ветвления полос деформации наблюдался также при распространении полос Людерса [11] и полос Портевена-Ле Шателье [12]. В последней работе в соответствии с условием (16) увеличение скорости деформации  $\dot{\epsilon}_0$  приводило к возникновению новых полос Портевена-Ле Шателье, а не к увеличению скорости пластической деформации в уже существующей полосе деформации.

На рис. 4, *b* показано распределение скорости локальной пластической деформации  $\dot{\gamma} = b\rho_m u(\rho_m, \rho_i)$  в ветвящейся полосе скольжения в жестком слое в момент времени  $t_1$  (рис. 4, *a*) с учетом деформационного упрочнения полосы из-за взаимодействия движущихся дислокаций с

дислокационными диполями и друг с другом. Видно, что скорость деформации максимальна на краях дискретных полос скольжения и в зародыше полосы  $s_1$  и минимальна вследствие упрочнения в средней части полос. Наличие дополнительных активных краев у дискретных полос скольжения обеспечивает необходимый баланс между задаваемой нагружающим устройством скоростью деформации и скоростью пластической деформации кристалла.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что образование полос скольжения и особенности их формирования в неоднородно упрочненных (слоистых) кристаллах связаны с процессом самоорганизации дислокаций, развивающимся в дислокационном ансамбле пластически деформируемого кристалла. Синергический, основанный на уравнениях дислокационной кинетики подход к процессу пластической деформации позволяет учесть влияние структурных факторов и условий формирования на образование в кристаллах различных дислокационных и деформационных структур.

Автор выражает благодарность Б.И. Смирнову и О.В. Клявину за стимулирующие дискуссии по рассматриваемым в работе вопросам.

## Список литературы

- [1] А.В. Никифоров, Ю.Г. Носов, М.Б. Мухамеджанова, О.В. Клявин, П.И. Антонов. ФТТ **29**, 2, 485 (1987).
- [2] Г.В. Бережкова, Н.П. Скворцова, А.В. Никифоров, Ю.Г. Носов, В.Р. Регель, М.А. Чернышева. ФТТ **31**, 2, 252 (1989).
- [3] А.В. Никифоров, О.В. Клявин. ФТТ **38**, 9, 2744 (1996).
- [4] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова. ФТТ **38**, 8, 2431 (1996).
- [5] Б.И. Смирнов. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Наука, Л. (1981). 232 с.
- [6] О.В. Клявин. Физики пластичности кристаллов при гелиевых температурах. Наука, М. (1987). 255 с.
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 1, 3 (1995).
- [8] Г.В. Бушуева, Н.Е. Кондорский. ФТТ **31**, 12, 71 (1989).
- [9] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН **160**, 9, 1 (1990).
- [10] H. Neuhäuser. In: Dislocation in Solids. / Ed. F.R.N. Nabarro, North-Holland Publ. (1983). V. 6. P. 319.
- [11] G.T. Van Rooyen. Mater. Sci. Eng. **7**, 1, 37 (1971).
- [12] H. Dubiec. Scripta metall. **23**, 11, 1997 (1989).