

УДК 539.4.01

©1993

## УРАВНЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПЛОТНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ И ПЕРВАЯ СТАДИЯ ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ

Г. А. Малыгин

Обсуждается механизм возникновения первой стадии упрочнения (стадии легкого скольжения) на кривых деформационного упрочнения кристаллов. Анализ кривых основан на уравнениях дислокационной кинетики и сформулированном с помощью их уравнений эволюции плотности дислокаций в пластически деформируемом кристалле. Уравнение включает в себя процессы генерации, размножения, иммобилизации, а также аннигиляции и диффузии дислокаций. Найдено, что в зависимости от соотношения этих процессов кривые течения имеют двух- и трехстадийный характер. Возникновение первой стадии связано с иммобилизацией дислокаций в краевых диполях. Учет в дислокационных уравнениях неоднородных дислокационных потоков в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении позволяет получить решение уравнений в виде характерной для одиночного скольжения слоистой дислокационной структуры. Она отражает процессы самоорганизации дислокаций и локализации пластического течения в виде линий скольжения. Теоретические результаты сопоставляются с имеющимися в литературе данными по влиянию примесей на параметры первой стадии упрочнения.

Многостадийность процесса деформационного упрочнения — характерная особенность пластического течения кристаллических материалов [1–11]. Наличие на кривых течения нескольких участков с различными наклонами наблюдается не только у хорошо изученных в этом отношении металлических кристаллов с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой, но и (при определенных условиях) у кристаллов с объемно-центрированной и гексагональной решетками, а также у щелочно-галлоидных и ковалентных кристаллов. В настоящее время предложен ряд дислокационных моделей для отдельных стадий упрочнения [1–6]. Особенностью их является то, что модели имеют автономный и статичный характер. Каждая модель предназначена для объяснения механизма упрочнения на выбранной стадии при заданной дислокационной структуре и не рассматривает кривую упрочнения в целом и процесс формирования дислокационных структур.

Между тем микроскопические исследования методом ямок травления и электронной микроскопии показывают [1,4,6–11], что в процессе деформации дислокационная структура в кристалле непрерывно и закономерно изменяется. Поскольку кривая упрочнения (кривая пластического течения) является динамическим отражением этой эволюции, то ее учет, очевидно, необходим для понимания причины появления отдельных стадий и установления влияния различных факторов на кривую упрочнения в целом.

В качестве первого приближения можно принять, что вся эволюция дислокационной структуры сводится лишь к изменению с деформацией  $\gamma$  средней плотности дислокаций в кристалле  $\rho$ . Тогда, записав на основании экспериментальных данных или теоретических соображений соответствующее уравнение эволюции для  $\rho$ , можно в результате его решения найти зависимость  $\rho(\gamma)$ . Полагая далее, что напряжение течения однозначно связано с плотностью дислокаций соотношением типа  $\tau = \alpha \mu b \rho^{1/2}$  или каким-то другим образом ( $\alpha$  — постоянная взаимодействия дислокаций,  $b$  — вектор Бюргера,  $\mu$  — модуль сдвига), можно получить кривую упрочнения и сравнить ее (или коэффициент деформационного упрочнения  $d\tau/d\gamma$ ) с соответствующими опытными данными. Такой, основанный на уравнениях дислокационной кинетики, подход к проблеме деформационного упрочнения позволил достаточно хорошо описать, например, возникновение второй и третьей стадий упрочнения кристаллов с ГЦК решеткой и выявить их связь с процессами размножения и аннигиляции дислокаций [12–16].

В настоящей работе указанный подход применяется к проблеме возникновения первой стадии на кривых пластического течения кристаллов с ГЦК структурой. В разделе 1 сделан краткий обзор основных экспериментальных данных и дислокационных механизмов упрочнения, обсуждаемых в связи с этой стадией. В разделе 2 сформулировано соответствующее уравнение эволюции плотности дислокаций. В разделах 3,4 с помощью полученных при решении уравнения соотношений проанализировано влияние примесей на параметры первой стадии. Влияние других факторов, таких как поперечные размеры, ориентация и состояние поверхности кристалла, на параметры этой стадии будет рассмотрено в отдельной работе.

## 1. Первая стадия упрочнения

На рис. 1,а в качестве иллюстрации приведена характерная трехстадийная кривая упрочнения монокристалла меди при растяжении [4]. Стадийность кривой особенно ярко выражена, если представить ее в виде зависимости коэффициента деформационного упрочнения  $\theta = d\tau/d\gamma$  от текущей сдвиговой деформации  $\gamma$  [4,17] или текущего напряжения течения  $\tau$  (рис. 1,б). Видно, что в процессе деформации коэффициент деформационного упрочнения испытывает сильные изменения. Согласно принятой терминологии, первой стадией упрочнения называется начальный участок кривой течения с малой величиной коэффициента деформационного упрочнения. На рис. 1 ему соответствует минимум на зависимости  $\theta(\tau)$ . Следующий за минимумом рост величины  $\theta$  и ее постоянство в некотором интервале напряжений соответствуют второй стадии упрочнения, а последующий линейный спад с  $\tau$  — третьей стадии. Как показывает опыт, при больших напряжениях и деформациях величина  $\theta$  не сразу обращается в нуль (штриховой участок на рис. 1,б). Вначале в некотором интервале напряжений она приобретает небольшое, приблизительно постоянное, значение (четвертая стадия упрочнения [11,18]), и только затем величина  $\theta$  становится практически равной нулю.

Хотя изучению первой стадии упрочнения посвящено много работ, в настоящее время нет полного согласия относительно причины ее возникновения и механизма деформационного упрочнения, связанного с ней. В

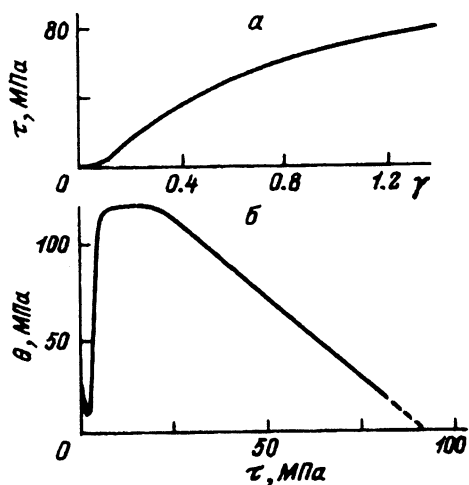


Рис. 1. Кривая растяжения (а) и коэффициент деформационного упрочнения (б) кристаллов меди при 293 К [3].

большинстве работ полагают, что первой стадии присущ свой особый механизм упрочнения, обусловленный перемещением дислокаций преимущественно по одной наиболее легкой при данных условиях опыта системе плоскостей скольжения (механизм упрочнения плоскими скоплениями дислокаций [1,2,19], дипольное и мультипольное упрочнение [1,6,10]). Есть, однако, работы [4,5,14], авторы которых считают, что первая стадия не имеет самостоятельного значения и является переходной между начальной стадией, связанной с генерацией и размножением первичных дислокаций, и последующей стадией, когда вступают в действие вторичные системы скольжения. Основания для таких утверждений, как будет видно дальше, имеются.

Отсутствует также согласие относительно того, какова зависимость напряжений течения на этой стадии от полной плотности первичных дислокаций. Так, в [4,8-10] найдено, что соотношение  $\tau \sim \rho^{1/2}$  между указанными величинами не выполняется на первой стадии. С другой стороны, есть данные, согласно которым как на первой, так и на второй стадиях  $\tau \sim \rho^{1/2}$  [3,7,19]. Последнее соотношение имеет, по-видимому, место и на "нулевой" стадии упрочнения (см. раздел 2). Нулевой стадией в данном случае можно назвать стадию микротечения (микродеформации), предшествующую первой стадии упрочнения. Для этой стадии, занимающей значительный интервал деформаций  $10^{-5} - 10^{-3}$ , зависимость напряжений течения от деформации имеет вид  $\tau = \chi \gamma^m$ , где  $m = 0.25 \div 0.33$  [8,20]. На рис. 1,б нулевой стадии соответствует подъем коэффициента деформационного упрочнения слева от минимума, соответствующего первому участку кривой течения.

Согласно дипольному механизму упрочнения [6,10], при одиночном скольжении должно быть  $\tau \sim h \rho_d$ , где  $\rho_d$  — плотность краевых диполей,  $h$  — расстояние между дислокациями в диполе. Поскольку плотность диполей линейно увеличивается с деформацией [7-10], напряжение течения также должно линейно возрастать с деформацией на первой стадии. Это действительно имеет место при специально выбранных условиях опыта,

обеспечивающих чистый сдвиг кристалла по одной системе плоскостей скольжения в значительном интервале деформаций [10]. При растяжении и сжатии условия, необходимые для деформации чистым сдвигом, выполняются лишь частично и в ограниченном интервале деформаций.

Из опыта следует также, что в условиях растяжения и сжатия само существование первой стадии и ее параметры сильно зависят от структурного состояния и условий нагружения кристалла. Так, увеличение жесткости кристалла в результате легирования приводит к увеличению протяженности стадии легкого скольжения [21,22]. В этом же направлении (т.е. в сторону увеличения длины этой стадии) действует и уменьшение поперечных размеров кристалла [23-26], и ориентация оси его растяжения, близкая к направлениям  $\langle 110 \rangle$  [24]. Наличие на поверхности кристалла прочной окисной пленки или специального покрытия вызывает, напротив, исчезновение первой стадии [4,27].

Сделанный краткий обзор данных указывает на достаточно сложный характер деформационных процессов, развивающихся на начальных стадиях пластического течения кристаллов. Очевидно, что для более ясного понимания этих процессов необходим более глубокий к ним подход, основанный на уравнениях дислокационной кинетики, способных описать эволюцию дислокационного ансамбля в кристалле в реальных условиях деформирования.

## 2. Уравнение эволюции плотности дислокаций

Из результатов микроскопических наблюдений следует, что на начальных стадиях деформации эволюция дислокационного ансамбля определяется работой дислокационных источников в объеме и на поверхности кристалла, размножением дислокаций механизмом двойного поперечного скольжения, иммобилизацией краевых дислокаций в диполях с образованием в ряде случаев скоплений дислокаций в виде дипольных жгутов вдоль активных плоскостей скольжения [1,3,4,10].

Учитывая эти процессы, запишем уравнение эволюции плотности дислокаций при одиночном скольжении в виде [28]

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = n v + (\delta_m - \delta_i) v \rho_m - \sum_k^3 \frac{\partial j_k}{\partial x_k}, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = \delta_i v \rho_m, \quad j_k = -(1 - \xi) \lambda_k v \frac{\partial \rho_m}{\partial x_k}, \quad (1b)$$

где  $\rho_m$  и  $\rho_i$  — плотности соответственно подвижных и иммобилизованных в диполях дислокаций;  $n$  — плотность объемных и поверхностных источников дислокаций;  $\delta_m$  и  $\delta_i$  — коэффициенты, определяющие интенсивность размножения и иммобилизации дислокаций;  $v$  — подвижность дислокаций;  $t$  — время;  $j_k$  — диффузионные дислокационные потоки вдоль направлений  $x_k = x, y, z$ ;  $\lambda_k$  — соответствующие диффузионные расстояния [28];  $\xi > 1$  — коэффициент размножения диффузионного потока.

1) **Л и н и с к о л ь ж е н и я.** Чтобы исследовать характер эволюции плотности дислокаций на начальной стадии пластического течения,

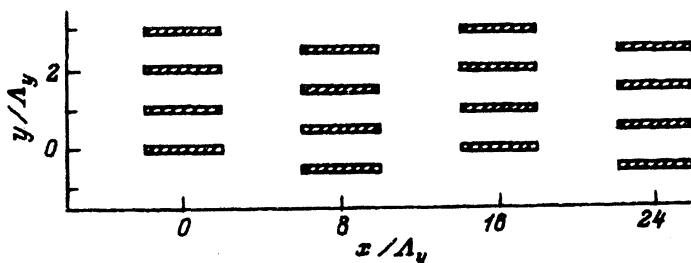


Рис. 2. Характер дислокационной структуры при одиночном скольжении согласно уравнению (2).

перепишем уравнение (1а) после подстановки в него потоков  $j_k$  в виде

$$\rho_m \frac{\partial \rho_m}{\partial \gamma} + \frac{\xi - 1}{b} \sum_k^3 \frac{\partial^2 \rho_m}{\partial x_k^2} = nb^{-1} + (\kappa_m - \kappa_i) \rho_m, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial \gamma} = \kappa_i, \quad \kappa_m = \delta_m/b, \quad \kappa_i = \delta_i/b. \quad (2b)$$

При записи было принято во внимание, что  $\partial \rho_{m,i}/dt = (\partial \rho_{m,i}/d\gamma) \dot{\gamma}$ , где  $\dot{\gamma} = b\rho_m v$  — скорость пластической деформации. При  $\kappa_i > \kappa_m$  уравнение (2а) имеет стационарное решение [28]

$$\frac{\rho_m}{\rho_m(0)} = \frac{1}{4} \left( 1 + \sum_k^3 \cos 2\pi \frac{x_k}{\Lambda_k} \right), \quad (3a)$$

где

$$\rho_m(0) = \frac{n}{b(\kappa_i - \kappa_m)}, \quad \Lambda_k = 2\pi\sqrt{3} \left[ \frac{(\xi - 1)\lambda_k}{b(\kappa_i - \kappa_m)} \right]^{1/2}. \quad (3b)$$

На рис. 2 показано сечение дислокационной структуры (3а) плоскостью  $xy$ , перпендикулярной плоскости скольжения дислокаций  $xz$ . Из этого рисунка видно, что структура имеет слоистый характер в виде линий скольжения, ориентированных в направлении движения дислокаций  $x_1 = x$ . Поскольку  $\Lambda_y \ll \Lambda_x \ll \Lambda_z$  [28], то из (3а) находим, что плотность дислокаций в поперечном к плоскости их скольжения направлении изменяется приблизительно по закону

$$\rho_m(y) \approx \frac{1}{2} \rho_m(0) \cos^2 \pi \frac{y}{\Lambda_y}, \quad (3b)$$

где  $\Lambda_y = ah_0$  — расстояние между линиями скольжения,  $a \approx 20$  [28],

$$h_0 = \frac{\mu b}{8\pi(1-\nu)(\tau - \tau_c)} \quad (4)$$

— критическое расстояние между дислокациями в краевом диполе,  $\tau_c$  — напряжение трения для движения дислокаций,  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Критическое расстояние  $h_0 \approx 10 \div 10^2$  нм определяет среднее расстояние между тонкими линиями скольжения на начальной стадии деформации (элементарное скольжение). Эти линии можно обнаружить с помощью электронного микроскопа методом реплик [29]. Расстояние между линиями скольжения на рис. 2 на порядок больше, чем расстояние между тонкими линиями скольжения. Такие линии можно наблюдать в оптическом микроскопе. На репликах они выглядят как скопления тонких линий скольжения [29]. Таким образом, уравнение (2) описывает процесс локализации и самоорганизации пластического течения на более высоком уровне, чем среднее расстояние между дислокациями. Из решения (3а) следует также неравномерность распределения дислокаций вдоль плоскостей скольжения. Скопления имеют вид жгутов, вытянутых в направлении распространения винтовых участков дислокационных петель  $x_3 = z$  [28]. Заштрихованные области на рис. 2 показывают сечение жгутов плоскостью  $xy$ . Такое распределение дислокаций часто наблюдается на опыте на первой стадии упрочнения [1,3,4].

2) Плотность дислокаций. Если в уравнении (2а) пренебречь неоднородностью распределения дислокаций ( $\partial \rho_m / \partial x_k = 0$ ), то, решая уравнение, можно найти эволюцию с деформацией усредненной плотности дислокаций в виде соотношения [30]

$$\frac{\rho_m}{\rho_m(0)} + \ln \left( 1 - \frac{\rho_m}{\rho_m(0)} \right) = -\frac{\gamma}{\gamma_0}, \quad \gamma_0 = \frac{n}{b(\kappa_i - \kappa_m)^2}. \quad (5a)$$

Согласно (5а), на самой начальной стадии деформации ( $\rho_m \ll \rho_m(0)$ ) плотность дислокаций увеличивается с деформацией в соответствии с выражением

$$\rho_m = (2nb^{-1})^{1/2} \gamma^{1/2}. \quad (5б)$$

Накопление дислокаций в кристалле определяется в этом случае только работой дислокационных источников, т.е. первым слагаемым в правой части уравнения (2а). Зависимость между  $\rho$  и  $\gamma$  такого вида наблюдалась в [31] на начальной стадии базисного скольжения монокристаллов магния. Если предположить, что на «нулевой» стадии упрочнения напряжения течения  $\tau \sim \gamma^m$ , то из (3б) следует параболический закон упрочнения  $\tau \sim \gamma^m$ , где  $m = 1/4$ . Такой характер зависимости между  $\tau$  и  $\gamma$  зафиксирован в [8,20] в диапазоне деформаций  $10^{-5} - 10^{-3}$ .

При более высоких деформациях  $\gamma > \gamma_0$  плотность подвижных дислокаций, согласно (5а), стремится к насыщению

$$\rho_m \approx \rho_m(0) \left[ 1 - e^{-(1+\gamma/\gamma_0)} \right]. \quad (5в)$$

Основной вклад в увеличение полной плотности дислокаций начинают вносить в этом случае дислокации, иммобилизованные в диполях

$$\rho = \rho_m + \rho_i \approx \rho_m(0) + \kappa_i \gamma. \quad (6)$$

Линейная зависимость между  $\rho$  и  $\gamma$  характерна для первой стадии упрочнения кристаллов [7,9,10]. Что касается механизма упрочнения на

этой стадии, то, как было отмечено выше, в настоящее время нет четкого понимания того, какова связь между  $\tau$  и  $\rho$  на этой стадии:  $\tau \sim \rho^{1/2}$  [3,7,19] или  $\tau \sim \rho$  [10,31], или какая-то другая. Так, из результатов моделирования прохождения дислокаций через систему диполей следует, например, что  $\tau = \alpha m b \rho^{1/2} (1 + h \rho^{1/2})$  [32]. Следовательно, при малой плотности диполей имеем  $\tau \sim \rho^{1/2}$ , а при большой плотности диполей  $\tau \sim \rho$ . Это обстоятельство в какой-то мере может объяснить расхождение данных [3,7,19] и [10,31], но не объясняет результатов работ [4,8,9], в которых не было зафиксировано какого-либо простого соотношения между напряжением течения и плотностью ямок травления на стадии легкого скольжения.

3) Д и с л о к а ц и и л е с а. Неопределенность соотношения между  $\tau$  и  $\rho$  на первой стадии упрочнения характерна для металлических кристаллов с ГЦК решеткой. Она может быть вызвана рядом обстоятельств. В частности, тем, что в результате образования скоплений дислокаций в виде жгутов вдоль плоскостей скольжения (рис. 2) происходит активизация вторичных систем скольжения, поскольку скопления являются источником локальных напряжений [4,33]. Другим источником локальных напряжений является изгиб кристалла вследствие смещения его оси относительно оси растяжения в процессе деформации, что также способствует активизации вторичных систем скольжения. Дислокации этих систем создают дополнительные препятствия для первичных дислокаций, являясь для них дислокациями леса. Роль дислокаций леса в механизме упрочнения при одиночном скольжении не раз обсуждалась в литературе [4,9,33,34]. Лесовые дислокации интенсифицируют процесс размножения как первичных, так и вторичных дислокаций и способствуют тем самым возникновению второй стадии упрочнения.

Учет дислокаций леса приводит к появлению в правой части уравнения эволюции дислокаций (2а) дополнительного слагаемого  $\kappa_f \rho^{3/2}$ . В результате получаем

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + \frac{\xi - 1}{b} \sum_k^3 \lambda_k \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_k^2} = n b^{-1} - (\kappa_i - \kappa_m) \rho + \kappa_f \rho^{3/2} - \kappa_a \rho^2, \quad (7)$$

где  $\kappa_f$  — коэффициент, характеризующий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса [16]. В правую часть уравнения (7) добавлено также слагаемое, описывающее процесс аннигиляции винтовых дислокаций на третьей стадии упрочнения — стадии динамического отрыва;  $\kappa_a$  — коэффициент аннигиляции дислокаций [35].

Таким образом, процесс деформационного упрочнения на первой стадии может определяться не только взаимодействием скользящих дислокаций с диполями  $\tau \sim \rho$ , но и взаимодействием дислокаций друг с другом и с дислокациями леса  $\tau \sim \rho^{1/2}$ , где  $\rho$  — плотность скользящих дислокаций. Ее эволюция с деформацией описывается уравнением (7). В следующих двух разделах, предполагая, что в реальных условиях деформации растяжения и сжатия доминирующим является взаимодействие дислокаций друг с другом  $\tau = \alpha m b \rho^{1/2}$ , мы проанализируем вид кривых упрочнения, связанных с уравнением (7), и исследуем влияние некоторых факторов на параметры первой стадии упрочнения.

### 3. Кривые деформационного упрочнения

В качестве первого приближения при описании кривой деформационного упрочнения можно принять, как уже было сказано выше, что вся эволюция дислокационного ансамбля в процессе деформации сводится лишь к изменению с деформацией средней плотности дислокаций. Пренебрегая в (7) неоднородностью распределения дислокаций, имеем в таком случае уравнение эволюции

$$\rho \frac{d\rho}{d\gamma} = n b^{-1} - (\kappa_i - \kappa_m) \rho + \kappa_f \rho^{3/2} - \kappa_a \rho^2. \quad (8)$$

Интегрируя его, можно получить зависимость  $\rho(\gamma)$  и с помощью соотношения  $\tau - \rho^{1/2}$  найти кривую упрочнения  $\tau(\gamma)$ . Для дальнейшего анализа удобнее, однако, определить вначале зависимость коэффициента деформационного упрочнения от напряжения течения  $\theta(\tau)$ , а затем, проинтегрировав ее, найти зависимость  $\tau = \tau(\gamma)$ .

1) Коэффициент упрочнения. Дифференцируя равенство  $\tau = \alpha \mu b \rho^{1/2}$  по  $\gamma$ , получаем соотношение [17]

$$\tau \frac{d\tau}{d\gamma} = \frac{1}{2} (\alpha \mu b)^2 \frac{d\rho}{d\gamma}. \quad (9)$$

Подставляя в него (8), находим с учетом того, что  $\rho \sim \tau^2$ , зависимость коэффициента деформационного упрочнения  $\theta$  от безразмерного напряжения течения  $\bar{\tau} = \tau/\tau_\infty$

$$\theta = \frac{d\tau}{d\gamma} = \theta_m (Q_0 \bar{\tau}^{-3} - Q_i \bar{\tau}^{-1} + 1 - \bar{\tau}), \quad (10a)$$

где

$$\theta_m = \frac{1}{2} \alpha (b \kappa_f) \mu, \quad \tau_\infty = \alpha \mu b \rho_\infty^{1/2}, \quad \rho_\infty = (\kappa_f / \kappa_a)^2, \\ Q_0 = \frac{n}{\kappa_a b \rho_\infty^2}, \quad Q_i = \frac{\kappa_i - \kappa_m}{\kappa_a \rho_\infty}. \quad (10b)$$

Кривые 1-3 на рис. 3 демонстрируют характер зависимостей  $\theta(\tau)$ , согласно (10a), при различных значениях параметров  $Q_0$  и  $Q_i$  (см. таблицу). Из рис. 3 видно, что при больших напряжениях независимо от величины параметров  $Q_0$  и  $Q_i$  коэффициент деформационного упрочнения линейно снижается с напряжением [12,16]

$$\theta \approx \theta_m \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_\infty} \right) \quad (10b)$$

вследствие развития на третьей стадии упрочнения процесса динамического отдыха [35], где  $\tau_\infty$  — напряжение, при котором коэффициент упрочнения обращается в нуль. Минимумы и максимумы на кривых 2



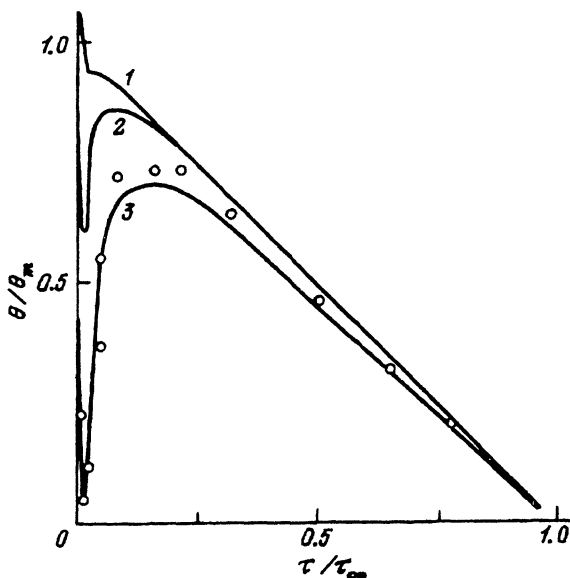


Рис. 3. Зависимости коэффициентов деформационного упрочнения от напряжения течения согласно (10а).

и 3 (рис. 3) соответствуют, очевидно, первой и второй стадиям упрочнения.

Дифференцируя (10а) по  $\tau$ , находим напряжения  $\tau_1$  и  $\tau_2$

$$\frac{\tau_{1,2}}{\tau_\infty} = \left(\frac{1}{2}Q_i\right)^{1/2} \left[1 \mp (1-\beta)^{1/2}\right]^{1/2}, \quad \beta = 12\frac{Q_0}{Q_i^2}, \quad (11)$$

при которых коэффициент упрочнения принимает минимальное и максимальное значения

$$\theta_{1,2} = \theta_m (Q_0 \bar{\tau}_{1,2}^{-3} - Q_i \bar{\tau}_{1,2}^{-1} + 1 - \bar{\tau}_{1,2}). \quad (12)$$

При этих напряжениях кривые течения испытывают перегибы соответственно на первой и второй стадиях упрочнения.

Из выражений (10)–(12) следует, что для возникновения первой стадии необходимо, чтобы  $Q_i > 0$ ,  $\beta < 1$ . Первое условие означает, что коэффициент иммобилизации дислокаций в диполях должен быть достаточно

Значения параметров  $Q_0$  и  $Q_i$

	Номер кривой					
	1		2		3	
	рис.3	рис.4	рис.3	рис.4	рис.3	рис.4
$Q_0 \cdot 10^6$	0.12	0.12	0.12	1.9	1.9	7.5
$Q_i \cdot 10^2$	0.12	0.12	0.5	2.25	2.25	3.56
$\beta$	1.0	1.0	0.06	0.04	0.04	0.07

велик  $\kappa_i > \kappa_m$ . Подставляя в (11) обозначения (10б), находим, что для выполнения второго условия требуется, чтобы

$$\beta = \frac{12n\kappa_a}{b(\kappa_i - \kappa_m)} < 1, \quad (13)$$

т.е. определенное соотношение между интенсивностью генерации дислокаций из дислокационных источников и скоростью их иммобилизации и аннигиляции. При выполнении этого условия имеем  $\tau_1 < \tau_2$ ,  $\theta_1 < \theta_2$  (рис. 3, кривые 2, 3). Если  $\beta = 1$ , то  $\tau_1 = \tau_2$ ,  $\theta_1 = \theta_2$  и первая стадия сливается со второй. При  $\beta > 1$  она вообще отсутствует. Для  $\beta \ll 1$  из (11) получаем оценки

$$\frac{\tau_1}{\tau_\infty} \approx \left( \frac{3Q_0}{Q_i} \right)^{1/2}, \quad \frac{\tau_2}{\tau_\infty} \approx Q_i^{1/2}, \quad \frac{\tau_2}{\tau_1} \approx \frac{1}{2}\beta^{1/2}. \quad (14)$$

На рис. 3 светлыми кружками обозначена экспериментальная зависимость  $\theta(\tau)$  для кристаллов меди, приведенная на рис. 1,б. Видно, что она находится в хорошем соответствии с теоретической зависимостью 3.

2) Кривые течения. Для получения кривых течения необходимо проинтегрировать уравнение (10а). В результате получаем зависимость напряжений течения  $\bar{\tau} = \tau/\tau_\infty$  от деформации  $\gamma$  в неявной форме

$$\int_0^{\bar{\tau}} \frac{d\bar{\tau}}{Q_0\bar{\tau}^{-3} - Q_i\bar{\tau}^{-1} + 1 - \bar{\tau}} = \frac{\gamma}{\gamma_\infty}, \quad \gamma_\infty = \frac{2}{\kappa_a}. \quad (15)$$

На рис. 4,а приведены результаты численного интегрирования (15) при различных значениях параметров  $Q_0$  и  $Q_i$  и их соотношениях  $\beta$  (см. таблицу). Видно, что при  $\beta \ll 1$  кривые упрочнения имеют трехстадийный характер, а при  $\beta \approx 1$  — двухстадийный. Начальные участки кривых показаны в более крупном масштабе на рис. 4,б. В рассматриваемых условиях они имеют квазилинейный характер в отличие от деформации чистого сдвига [10].

В качестве количественных параметров, характеризующих первую стадию упрочнения, используют обычно (кроме коэффициента деформационного упрочнения  $Q_1$ ) напряжение  $\tau_0$  начала этой стадии и напряжение  $\tau_{II}$  ее окончания (начало второй стадии), а также протяженность стадии по деформации  $\gamma_{II}$ , где  $\gamma_{II}$  — деформация, соответствующая началу второй стадии упрочнения. Поскольку первой стадии, как показано выше, предшествует нулевая стадия упрочнения (стадия микротечения), то в качестве напряжения  $\tau_0$  можно взять напряжение окончания этой стадии, когда плотность дислокаций в кристалле достигает значения  $\rho_m(0)$ . Принимая во внимание (3в) и (5в), имеем в таком случае

$$\tau_0 = \alpha_0 \mu b \rho_m^{1/2}(0), \quad \rho_m(0) = \frac{n}{b(\kappa_i - \kappa_m)}, \quad (16)$$

где  $\alpha_0$  — постоянная взаимодействия дислокаций на начальной стадии деформации. Подставляя в первое выражение (14)  $Q_0$  и  $Q_i$  из (10б), находим с учетом (16), что

$$\tau_1 = \sqrt{3} \left( \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \right) \tau_0, \quad (17)$$

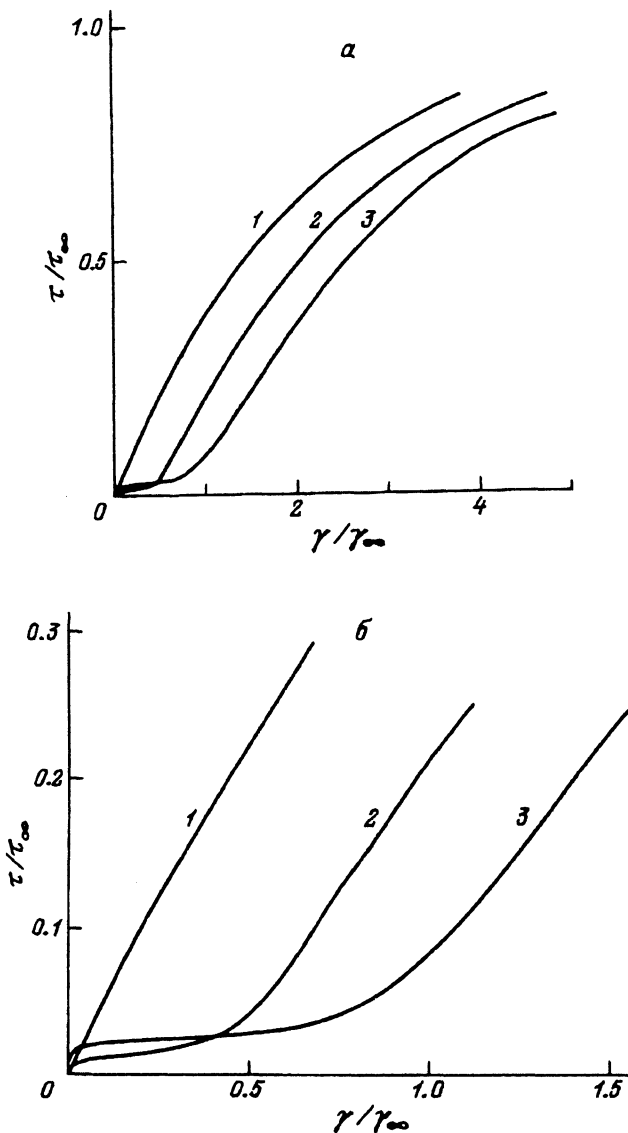


Рис. 4. Кривые деформационного упрочнения (а) и их начальные участки (б) согласно (15).

где  $\alpha_2$  — постоянная взаимодействия дислокаций на второй стадии упрочнения  $\tau_\infty = \alpha_2 \mu b \rho_\infty^{1/2}$ . Таким образом, напряжение  $\tau_1$ , соответствующее точке перегиба кривой упрочнения на первой стадии, изменяется пропорционально пределу текучести  $\tau_0$ .

В качестве деформации окончания этой стадии можно взять деформацию  $\gamma_{II}$  и соответственно напряжение  $\tau_{II}$ , когда вследствие размножения на дислокациях леса плотность вторичных дислокаций станет приблизительно равной плотности первичных дислокаций  $\rho_{II} = \frac{1}{4} \kappa_f^2 \gamma_{II}^2 \approx \rho_m(0)$  [9].

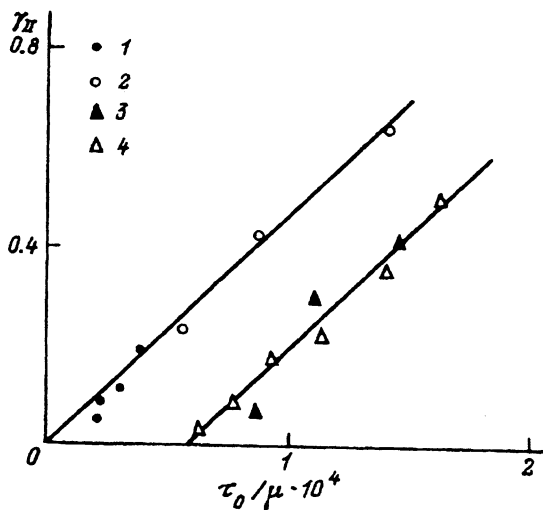


Рис. 5. Зависимость длины первой стадии упрочнения  $\gamma_{II}$  от предела текучести  $\tau_0$  кристаллов.

1 — Cu [2], 2 — сплав Cu-Ag [27], 3 — Ni [36], 4 — сплав Ni-Co [21].

В результате, принимая во внимание (16), получаем для  $\gamma_{II}$  и  $\tau_{II} = \alpha_2 \mu b \rho_{II}^{1/2}$  соотношения

$$\gamma_{II} = \left( \frac{2}{\alpha_0 b \kappa_f} \right) \frac{\tau_0}{\mu}, \quad \tau_{II} = \left( \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \right) \tau_0. \quad (18)$$

На рис. 5 приведены результаты обработки экспериментальных данных для меди [2], никеля [36] и их сплавов с серебром [27] и кобальтом [21], подтверждающих первое из соотношений (18). Наклон прямых на этом рисунке соответствует коэффициенту пропорциональности в этом выражении  $4.5 \cdot 10^3$ . Например, при  $\alpha_0 = 0.2$ ,  $b \kappa_f = 10^{-2}$  [16] имеем  $2/\alpha_0 b \kappa_f = 10^3$ . В хорошем соответствии с опытом находится и второе соотношение (18). Для меди, никеля и их сплавов варьирование величины  $\tau_0$  в широких пределах в результате легирования или изменения температуры мало влияет на величину отношения напряжений  $\tau_{II}/\tau_0$  [2, 21, 27]. Она изменяется в узких пределах 1.5–3.0. Полагая в (18)  $\alpha_0 = 0.2$ ,  $\alpha_2 = 0.5$  имеем, например,  $\tau_{II}/\tau_0 = 2.5$ .

#### 4. Влияние примесей на параметры первой стадии

Присутствие в кристалле примесей оказывает сильное влияние на параметры первой стадии упрочнения. Известно, например, что примеси увеличивают плотность ростовых дислокаций в кристалле  $\rho_0$ . Чем больше концентрация примесей, тем выше плотность дислокаций роста [7, 28, 37]. Сегменты сетки из ростовых дислокаций выступают в качестве источников Франка-Рида на начальной стадии деформации [7]. Кроме того, дислокации роста являются препятствиями, на которых происходит

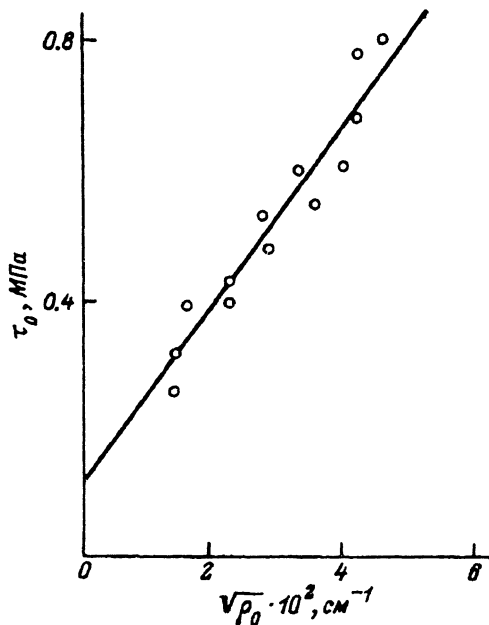


Рис. 6. Зависимость предела текучести кристаллов меди от плотности дислокации роста [9].

размножение и иммобилизация дислокаций [38]. Таким образом, в (16)

$$n = \eta \rho_0^{3/2}, \quad \kappa_i - \kappa_m = (\beta_i - 1) \kappa_m, \quad \kappa_m = \kappa_f \rho_0^{1/2}, \quad (19)$$

где  $\eta$  — коэффициент эффективности ростовых дислокаций как источников Франка-Рида,  $\beta_i = \kappa_i / \kappa_m$  — относительный коэффициент иммобилизации дислокаций,  $\kappa_m$  — коэффициент размножения дислокаций на дислокациях роста как на дислокациях леса [28,38].

Подставляя (19) в (16), получаем

$$\tau_0 = \alpha'_0 \mu b \rho_0^{1/2}, \quad \alpha'_0 = \left[ \frac{\eta}{(\beta_i - 1) b \kappa_f} \right]^{1/2} \alpha_0. \quad (20)$$

В качестве подтверждения найденного соотношения на рис. 6 приведена зависимость  $\tau_0$  от  $\rho_0^{1/2}$  для монокристаллов меди [9]. Длина первой стадии упрочнения, согласно (18) и (20), должна увеличиваться с ростом плотности ростовых дислокаций, что действительно имеет место [7]. Что касается коэффициента деформационного упрочнения на этой стадии, то из (11) и (12) при  $\beta \ll 1$  имеем с учетом (10б) оценки

$$\frac{\theta_1}{\theta_m} \approx 1 - \frac{2}{3\sqrt{3}} \left( \frac{Q_i^3}{Q_0} \right)^{1/2}, \quad (21a)$$

$$\frac{\theta_1}{\theta_m} \approx 1 - \frac{2}{3\sqrt{3}} \left[ \frac{b^3 (\kappa_i - \kappa_m)^3}{n (b \kappa_f)^2} \right]^{1/2}. \quad (21б)$$

Подставляя в (21б) соотношения (19), находим, что коэффициент упрочнения на первой стадии не должен зависеть от плотности ростовых дислокаций. Экспериментальные данные для кристаллов серебра разной чистоты показывают, однако, что величина  $\theta_1$  слегка возрастает с увеличением чистоты материала [39].

Из рис. 6 видно, что при экстраполяции прямой  $\tau_0 - \rho_0^{1/2}$  к  $\rho_0 = 0$  она пересекает ось напряжений при некотором напряжении трения  $\tau_c$ . В меди технической чистоты величина этого напряжения, связанная со взаимодействием дислокаций с примесными атомами в твердом растворе, мала. Но в результате легирования эта составляющая предела текучести  $\tau_0$  может существенно увеличиться. Однако, как видно из рис. 5 (прямая 1), это не приводит к изменению характера зависимости деформации  $\gamma_{II}$  от величины предела текучести. Видно, что увеличение содержания серебра в меди до 1% не влияет на наклон прямой  $\gamma_{II} - \tau_0$ . То же самое можно сказать и о легированном кобальтом никеле. Несмотря на то что при 50% кобальта расщепление дислокаций в Ni-Co сплаве существенно больше, чем в никеле [21], это заметным образом не сказывается на характере зависимости  $\gamma_{II}$  от  $\tau_0$  по сравнению с чистым никелем (прямая 2). Нечувствительность соотношений (18) к характеру примесного упрочнения или изменению температуры свидетельствует о достаточно универсальном характере этих зависимостей.

В заключение заметим, что, как и в случае более поздних стадий деформации [12-16,40,41], основанный на уравнениях дислокационной кинетики анализ начальной стадии деформации позволяет выявить тесную связь процессов деформационного упрочнения и формирования дислокационной структуры на этой стадии с элементарными процессами, определяющими эволюцию дислокационного ансамбля в кристалле. Это в свою очередь дает возможность выяснить связь параметров кривой упрочнения со структурным состоянием кристалла и условиями его нагружения.

### Список литературы

- [1] Nabarro F.R.N., Basinski Z.S., Holt D.B. // *Advances in Physics*. 1964. V. 13. N 50. P. 193-323.
- [2] Бернер П., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969. 272 с.
- [3] Mitchell T.E. // *Progr. Appl. Mater.* 1964. V. 6. P. 119-237.
- [4] Basinski S.J., Basinski Z.S. // *Dislocations in Solids*. 1979. V. 4. P. 263-362.
- [5] Nabarro F.R.N. // *Strengths of Metals and Alloys (ICSMA-7)* / Ed. H.J.McQueen. 1985. V. 3. P. 1667-1700.
- [6] Gilman J.J. // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. N 9. P. 2703-2706.
- [7] Levinstein H.J., Robinson W.H. // *The relation between the structure and mechanical properties of metals*. Teddington, 1963. V. 1. P. 180-203.
- [8] Argon A.S., Brydges W.T. // *Phil. Mag.* 1968. V. 18. N 154. P. 817-837.
- [9] Mecking H., Bulian G. // *Acta Met.* 1976. V. 24. N 3. P. 249-260.
- [10] Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 232 с.
- [11] Конева Н.А., Козлов Э.В. // *Изв. вузов. Физика*. 1990. № 2. С. 89-106.
- [12] Kocks U.F. // *J. Engng. Mater. Techn. (ASME H)*. 1976. V. 98. N 1. P. 76-85.
- [13] Estrin Yu., Mecking H. // *Acta met.* 1984. V. 32. N 1. P. 57-70.
- [14] Попов Л.Е., Кобытев В.С., Ковалевская Т.А. Пластическая деформация сплавов. М.: Металлургия, 1983. 182 с.
- [15] Мальгин Г.А. // *ФТТ*. 1987. Т. 29. № 7. С. 2067-2072.
- [16] Malygin G.A. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1990. V. 119. N 2. P. 423-436.
- [17] Mecking H., Lücke K. // *Zs. Metallk.* 1969. V. 60. N 3. P. 185-195.

- [18] Gil Sevillano J., Aernoudt E. // Mater. Sci. Eng. 1987. V. 86. N 2. P. 35-51.
- [19] Hesse J. // Phys. Stat. Sol. 1967. V. 21. N 2. P. 495-506.
- [20] Man J., Holzmann M., Vlach B. // Phys. Stat. Sol. 1967. V. 19. N 2. P. 543-553.
- [21] Pfaff F. // Zs. Metallk. 1962. V. 53. N 6. P. 411-422.
- [22] Бенгус В.З., Комник С.Н. // Физические процессы пластической деформации при низких температурах. Киев: Наукова думка, 1974. С. 88-96.
- [23] Suzuki H., Ikeda S., Takeuchi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1956. V. 11. N 4. P. 383-393.
- [24] Sumino K., Yamamoto H. // Acta Met. 1963. V. 11. N 11. P. 1223-1243.
- [25] Fourie J.T. // Can. J. Phys. 1967. V. 45. N 1/2. P. 777-786.
- [26] Nakada Y., Kocks U.F., Chalmers B. // Trans. AIME. 1964. V. 230. N 6. P. 1273-1278.
- [27] Garstone J., Honeycombe R.W. // Acta Met. 1956. V. 4. N 5. P. 485-494.
- [28] Малыгин Г.А. // ФММ. 1991. № 6. С. 33-43.
- [29] Diehl J., Mader S., Seeger A. // Zs. Metallk. 1955. V. 46. N 9. P. 650-657.
- [30] Rosi F.D., Mathewson C.H. // Trans. AIME. 1950. V. 188. N 9. P. 1159-1167.
- [31] Сокольский С.В. // ФММ. 1983. Т. 55. № 1. С. 165-170.
- [32] Бушуева Г.В., Кондорский И.Е. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 12. С. 71-76.
- [33] Higashida K., Takamura J., Narita N. // Mater. Sci. Eng. 1986. V. 81. N 102. P. 239-259.
- [34] Keh A.S., Nakada Y. // Can. J. Phys. 1967. V. 45. N 1/2. P. 1101-1120.
- [35] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 9. С. 203-213; № 10. С. 226-237.
- [36] Haazen P. // Phil. Mag. 1958. V. 3. N 27. P. 384-418.
- [37] Wesolowski J., Latkowski A. // Acta Met. 1985. V. 33. N 8. P. 1439-1445.
- [38] Reid C.N., Gilbert A., Rosenfield B. // Phil. Mag. 1965. V. 12. N 116. P. 409-412.
- [39] Rosi F.D. // Trans. AIME. 1954. V. 200. N 9. P. 1009-1020.
- [40] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 175-180; 1991. Т. 33. № 11. С. 3267-3274.
- [41] Малыгин Г.А. // ФММ. 1990. № 5. С. 22-30; 1991. № 7. С. 16-23.

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

Поступило в Редакцию  
5 января 1993 г.