

УДК 539.4.015.01

© 1992

АННИГИЛЯЦИЯ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ПОПЕРЕЧНЫМ СКОЛЬЖЕНИЕМ КАК МЕХАНИЗМ ДИНАМИЧЕСКОГО ОТДЫХА

Г. А. Малыгин

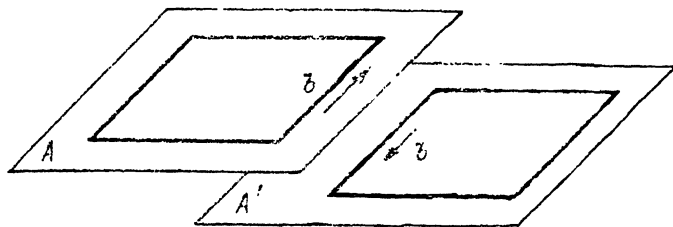
Обсуждается теоретически и экспериментально аннигиляция винтовых дислокаций как механизм динамического отдыха, обуславливающий появление третьей стадии на кривых деформационного упрочнения кристаллов с гранецентрированной кубической решеткой. Сформулирована усовершенствованная модель явления, позволяющая количественно оценить коэффициент аннигиляции дислокаций. При сопоставлении ее с экспериментальными данными для ряда металлов с ГЦК и ОЦК решетками найдено, что процесс аннигиляции контролируется напряжением поперечного скольжения винтовых дислокаций. В ГЦК кристаллах в качестве этого напряжения выступает напряжение поперечного скольжения, соответствующее зеегеровской модели явления, а в ОЦК кристаллах — пайерлсовское напряжение. Указанные напряжения определяют зависимость коэффициента аннигиляции от температуры и скорости деформации, а также его зависимость в случае ГЦК кристаллов от энергии дефектов упаковки.

Известно, что третья стадия деформационного упрочнения кристаллов с гранецентрированной кубической решеткой обусловлена развитием в дислокационной структуре деформированного материала процесса динамического отдыха. Согласно наиболее распространенной точке зрения, сформулированной еще в 60-е годы в рамках модели упрочнения кристаллов плоскими скоплениями дислокаций [1], динамический возврат связан с релаксацией этих скоплений в результате поперечного скольжения (ПС) винтовых компонент дислокаций. Расчет соответствующего критического напряжения τ_{cs} , необходимого для возникновения ПС [2], показал хорошее его соответствие напряжению τ_3 начала третьей стадии упрочнения металлов с ГЦК решеткой, а также его температурной и скоростной зависимостям и влиянию на τ_3 энергии дефектов упаковки [3].

С другой стороны, при широком электронно-микроскопическом исследовании дислокационной структуры деформированных кристаллов с ГЦК и ОЦК решетками плоские скопления дислокаций не были обнаружены, а тщательный термоактивационный анализ механизма их пластической деформации показал [4], что на третьей стадии упрочнения напряжение течения контролируется теми же барьерами, что и на второй стадии, а именно дислокациями «леса» в пересекающихся плоскостях скольжения. Это противоречие между двумя группами фактов и двумя механизмами упрочнения [1-3] и [4] до сих пор еще в значительной мере не преодолено.

В последнее время получила развитие другая точка зрения на механизм динамического возврата, позволяющая, как будет видно из результатов работы, преодолеть отмеченное противоречие. Так, в работах [5-11] предполагается, что при низких и умеренных температурах динамический отдых связан с аннигиляцией винтовых компонент дислокаций [6, 8, 10]. В пользу этого механизма свидетельствуют существование предельных плотностей дислокаций [6] и появление падающего участка на зависимостях произведения $\theta\tau \sim d\phi/d\gamma$ от напряжения течения τ на третьей стадии упрочнения [7, 9-11]. Здесь $\theta = d\tau/d\gamma$ — коэффициент

а



б

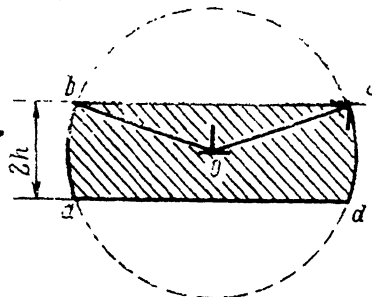


Рис. 1. Дислокационные петли с винтовыми участками противоположного знака (а) и сечение аннигиляции винтовых дислокаций поперечным скольжением (б).

деформационного упрочнения, $dp/d\gamma$ — скорость накопления дислокаций в кристалле с ростом степени деформации γ . Аннигиляция винтовых дислокаций играет важную роль и в механизме формирования характерной для третьей стадии упрочнения ячеистой дислокационной структуры [12, 13].

Цель настоящей работы — дальнейшая экспериментальная и теоретическая разработка явления аннигиляции винтовых дислокаций как механизма динамического отдыха. Особое внимание при этом уделяется количественной стороне вопроса. С этой целью в разделе 1 работы критически проанализированы имеющиеся в литературе теоретические оценки процесса аннигиляции и сформулирована усовершенствованная модель явления. В разделе 2 она количественно сопоставлена с результатами экспериментального определения коэффициентов аннигиляции винтовых дислокаций в ряде ГЦК и ОЦК металлов. В разделе 3 на основании полученных результатов обсуждается указанное выше противоречие между поперечным скольжением дислокаций как механизмом динамического отдыха и их взаимодействием с дислокациями «леса» как механизмом деформационного упрочнения.

1. Аннигиляции винтовых дислокаций поперечным скольжением

1) Сечение аннигиляции. В литературе есть несколько теоретических оценок радиусов и сечения аннигиляции винтовых дислокаций поперечным скольжением как с силовых [6, 8], так и энергетических [14, 15] позиций. На рис. 1, а показаны две дислокационные петли, расширяющиеся в параллельных плоскостях скольжения A и A' . Согласно [6], если расстояние между плоскостями скольжения h меньше расстояния h_s упругого взаимодействия винтовых дислокаций

$$h_s = \frac{\mu b}{2\pi(\tau - \tau_c)}, \quad (1)$$

то винтовые участки петель противоположного знака могут аннигилировать ПС, где μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, τ_c — напряжения трения для движения дислокаций. Таким образом, согласно [6], радиус аннигиляции h_s определяется в основном величиной напряжений течения $\tau - \tau_c$.

В [14, 15] сделан энергетический расчет процесса аннигиляции двух дислокаций с произвольной ориентацией вектора Бюргерса относительно линии дислокации. При расчете учтены собственные энергии дислокаций, энергия их взаимодействия, а также энергии образующихся при этом ступенек и перегибов на дислокациях. В результате для радиуса аннигиляции винтовых участков дислокаций получено выражение

Рис. 2. Зависимость сечения S_a (1—3) и коэффициента κ_a (4) аннигиляции винтовых дислокаций от напряжения течения согласно выражениям (1)—(4).

$$r_a = \frac{\mu b}{2\pi\tau_c} \frac{\ln(r_a/b)}{1 + \frac{\tau - \tau_c}{\tau_c} \ln(h_c/be)} \quad (2)$$

где $h_c = h_s/(1 - \nu)$, ν — коэффициент Пуассона, e — основание натуральных логарифмов. При $\tau = \tau_c$ радиус аннигиляции в отличие от (1) имеет конечное значение

$$r_{ac} = r_c \ln(r_c/b), \quad r_c^* = \frac{\mu b}{2\pi\tau_c} \quad (3)$$

зависящее только от величины напряжения трения.

Существование критического радиуса r_c , при котором напряжение взаимодействия двух винтовых дислокаций становится равным напряжению трения τ_c , было учтено в [8] при силовом расчете сечения аннигиляции S_a (заштрихованная область $abcd$ на рис. 1, б). Величина сечения определяется критическим радиусом аннигиляции $oc = ob = r_c$ и расстоянием h_s силового взаимодействия дислокаций (1) [8]

$$S_a = S_0 \left[1 - \frac{2}{\pi} \left(\arccos \frac{h_s}{r_c} - \frac{h_s}{r_c} \sqrt{1 - (h_s/r_c)^2} \right) \right], \quad (4)$$

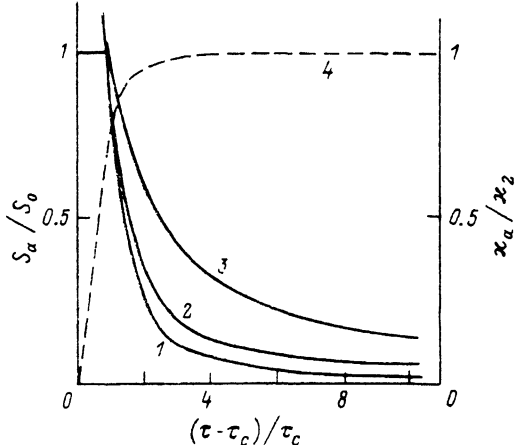
где $r_c/h_s = (\tau - \tau_c)/\tau_c$, $S_0 = \pi r_c^2$. Кривая 3 на рис. 2 иллюстрирует силовую зависимость (4). При $h_s > r_c$ сечение не зависит от напряжения течения и определяется только напряжением трения. При больших напряжениях величина сечения приблизительно равна

$$S_a \approx 4h_s r_c = \left(\frac{\mu b}{\pi\tau_c} \right)^2 \frac{\tau_c}{\tau - \tau_c}. \quad (5)$$

Она изменяется обратно пропорционально приложенному напряжению в отличие от сечений πh_s^2 (кривая 1) и πr_a^2 (кривая 2), изменяющихся обратно пропорционально квадрату напряжения течения.

2) Коэффициент аннигиляции. Для оценки скорости ρ_a и коэффициента κ_a аннигиляции винтовых дислокаций в деформируемом кристалле необходимо помимо сечения аннигиляции S_a знать плотность винтовых дислокаций, способных в данный момент аннигилировать. Плотность винтовых дислокаций равна $\rho_s = \omega_s \rho$, где ρ — плотность дислокаций в кристалле, ω_s — доля винтовых участков на расширяющихся дислокационных петлях. Объем кристалла, где возможна аннигиляция, составляет $\Delta V = \rho_s S_a V$, где V — полный объем кристалла. В объеме ΔV_a содержится $\rho_s \Delta V_a$ способных аннигилировать дислокаций. Их плотность, следовательно, равна [8]

$$\rho_a = \frac{1}{2p} \left(\frac{\Delta V_a}{V} \right) \rho_s = \frac{\omega_s^2}{2p} S_a \rho^2, \quad (6)$$



где ρ — число действующих систем скольжения, а коэффициент два учитывает, что в акте аннигиляции принимают участие две дислокации.

Скорость аннигиляции дислокаций $\dot{\rho}_a = -\rho_a/t_a$ определяется характерным временем аннигиляции t_a . В [8] предполагается, что время t_a равно времени активации образования двойного перегиба на винтовой дислокации, необходимого для ее выхода в плоскость поперечного скольжения. Другая точка зрения состоит в предположении [10], что t_a есть время перемещения дислокаций со скоростью v между актами аннигиляции, $t_a = l_s/v$, где $l_s = \rho_s^{-1/2} = (\omega_s \rho)^{-1/2}$ — среднее расстояние между винтовыми дислокациями. Подставляя это время в (6), получаем для скорости аннигиляции выражение

$$\frac{d\rho_a}{dt} = -\frac{\omega_s^{5/2}}{2\rho} S \rho^{5/2} v. \quad (7a)$$

Учитывая далее, что $d\rho_a/dt = (d\rho/d\gamma)\dot{\gamma}$, где $\dot{\gamma} = b\rho v$ — скорость пластической деформации, находим, что интенсивность аннигиляции на единицу деформации составляет

$$\frac{d\rho_a}{d\gamma} = -\kappa_a \rho, \quad \kappa_a = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\rho b} S \rho^{1/2}. \quad (7b)$$

Коэффициент аннигиляции κ_a зависит от сечения аннигиляции S_a и, следовательно, от напряжения течения $\tau - \tau_c = \alpha \mu b \rho^{1/2}$, где α — постоянная междислокационного взаимодействия. Кривая 4 на рис. 2 демонстрирует зависимость коэффициента κ_a от напряжения для сечения аннигиляции (4). При малых $\tau - \tau_c < \tau_c$ и больших $\tau - \tau_c > 2\tau_c$ напряжениях соответственно имеем

$$\kappa_{a1} \approx \frac{\omega_s^{5/2}}{8\pi\rho} \left(\frac{\mu}{\tau_c} \right) b \rho^{1/2}, \quad (8a)$$

$$\kappa_{a2} \approx \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 \rho \alpha} \left(\frac{\mu}{\tau_c} \right). \quad (8b)$$

Согласно [6, 15], сечение аннигиляции должно изменяться обратно пропорционально квадрату напряжений течения. Это обстоятельство плохо согласуется с опытом, поэтому ниже при сравнении теоретических и экспериментальных данных мы будем использовать для коэффициента аннигиляции оценку (8б).

2. Сравнение с экспериментом

До недавнего времени не было метода, с помощью которого можно было бы на опыте определить коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций. Сейчас такой метод, основанный на экспериментальном анализе кривых деформационного упрочнения, разработан [10, 11]. Его теоретической основой служит уравнение эволюции плотности дислокаций на второй и третьей стадиях упрочнения [5, 7, 10, 11]

$$\frac{d\rho}{d\gamma} = \kappa_m + \kappa_f \rho^{1/2} - \kappa_a \rho, \quad (9)$$

где κ_m и κ_f — коэффициенты размножения дислокаций на препятствиях соответственно недеформационного и деформационного (дислокации леса) происхождения. Из (9) вытекает параболический характер зависимостей произведения

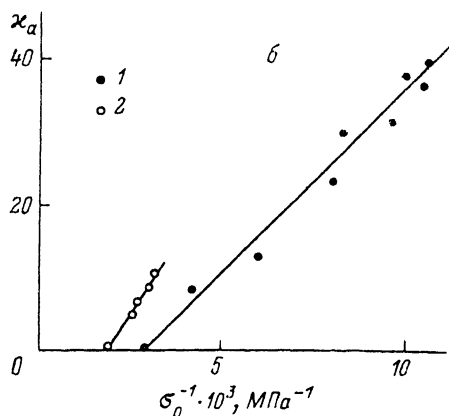
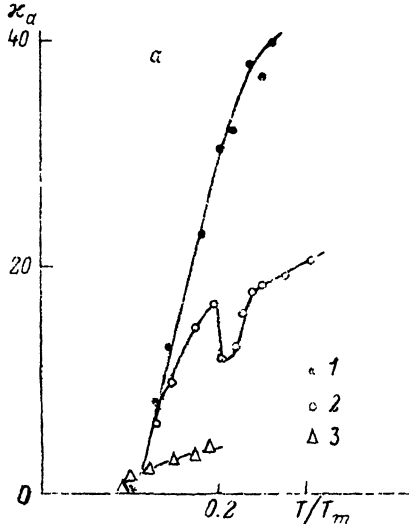


Рис. 3. Влияние температуры (а) и критического напряжения сдвига (б) на коэффициент аннигиляции дислокаций.

1 — Mo, 2 — α -Fe, 3 — Nb.

$\theta (\tau - \tau_c) \sim d\rho/d\gamma$ от $\tau - \tau_c$, что позволяет определить коэффициент аннигиляции из соотношения [10, 11]

$$\frac{[\theta (\tau - \tau_c)]_m}{(\tau - \tau_c)_m^2} = \frac{1}{2} \kappa_a (1 + \eta), \quad \eta = \frac{4\kappa_m}{\kappa_f^2} \kappa_a \ll 1 \quad (10)$$

или соотношения [11]

$$\theta = \theta_2 - \frac{1}{2} \kappa_a (\tau - \tau_c), \quad (11)$$

также следующего из (9). Во втором выражении коэффициент κ_a определяет скорость снижения коэффициента деформационного упрочнения с напряжением на третьей стадии упрочнения. В (10) и (11) $[\theta (\tau - \tau_c)]_m$ и $(\tau - \tau_c)_m$ — значения $\theta (\tau - \tau_c)$ и $\tau - \tau_c$, соответствующие вершинам парабол; θ_2 — коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии.

1) Металлы с ОЦК решеткой. На рис. 3, а приведены температурные зависимости коэффициентов аннигиляции винтовых дислокаций в поликристаллическом молибдене 99.95% (отжиг 1300 °С, 1 ч) и армо-железе (750 °С, 1 ч), найденные в настоящей работе при обработке в соответствии с соотношениями (10) и (11) кривых деформационного упрочнения этих металлов при их растяжении со скоростью $2.9 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Как видно из этого рисунка, для исследованных металлов, а также ниобия (обработка [11] результатов [16]) при температурах ниже $0.1 T_m$, где T_m — температура плавления, аннигиляция дислокаций практически отсутствует. Обращает на себя внимание провал на зависимости $\kappa_a(T)$ для α -Fe вблизи $0.2T_m$, связанный с закреплением дислокаций атомами углерода. В этом температурном интервале (350—480 К) в армо-железе наблюдается эффект Портевена—Ле Шателье (П—ЛШ) и кривые растяжения приобретают скачкообразный характер.

Из полученного выше выражения (8б) для коэффициента аннигиляции следует, что при больших напряжениях он должен изменяться обратно пропорционально напряжению трения τ_c , препятствующему спонтанной аннигиляции

винтовых дислокаций. Можно предполагать, что в металлах с ОЦК решеткой этим напряжением является напряжение Пайерлса $\tau_c = \tau_p$ [10]. На рис. 3, б приведены зависимости κ_s от σ_0^{-1} для исследованных в настоящей работе Мо и Fe, где $\sigma_0 = m\tau_p$ — пределы текучести молибдена и железа при указанных на рис 3, а температурах, m — фактор Тейлора для поликристалла. Для α -Fe приведены лишь значения κ_s в диапазоне температур до наступления эффекта П—ЛШ.

Как видно из этого рисунка, коэффициент κ_s в соответствии с (86) изменяется обратно пропорционально напряжению решеточного трения дислокаций. При $m = 3.05$, $\mu = 1.28 \cdot 10^5$ МПа (Мо) и $8.4 \cdot 10^4$ МПа (Fe) по наклону зависимостей κ_s — σ_0^{-1} находим, что в (86) величина $\omega_s^2/2\pi^2\rho\alpha = 1.3 \cdot 10^{-2}$ (Мо) и $3.3 \cdot 10^{-2}$ (Fe). Полагая $p = 12$, $\alpha = 0.3$, получаем соответственно оценки $\omega_s = 0.97$ и 1.4. Близость параметра ω_s к единице указывает на то, что петли дислокаций в Мо и Fe состоят преимущественно из винтовых компонент, что, как известно, является характерной особенностью дислокационной структуры ОЦК металлов в области температур ниже $0.2T_m$.

Таким образом, из приведенных результатов следует, что в кристаллах с высоким пайерлсовским рельефом аннигиляция винтовых дислокаций и связанный с ней динамический отдых контролируются напряжениями Пайерлса. Заметное влияние на скорость аннигиляции оказывает также закрепление дислокаций атомами внедрения. На это обстоятельство указывает снижение коэффициента аннигиляции в α -Fe в интервале температур развития эффекта П—ЛШ в этом материале.

2) Металлы с ГЦК решеткой. Температурные зависимости коэффициентов аннигиляции в ряде металлов с гранецентрированной кубической решеткой приведены на рис. 4. Коэффициенты аннигиляции найдены путем обработки кривых деформационного упрочнения этих металлов в соответствии с соотношениями (10) и (11). Для этого использовались как собственные данные автора (поликристаллические Al 99.995 [11, 17] и Ni 99.5% [10]), так и имеющиеся в литературе данные (монокристаллические Al 99.995 [18], Au 99.99 [19] и Ag 99.99% [20], поликристаллические Cu 99.96% [21] и нержавеющей сталь [5]).

Видно, что в рассматриваемых металлах температурные зависимости κ_s более слабые по сравнению с ОЦК металлами. Существенное влияние на них оказывает величина расщепления дислокаций в металле (величина энергии дефектов упаковки γ_D ; см. таблицу). Чем больше энергия дефектов упаковки (ЭДУ), тем больше коэффициент аннигиляции и тем чувствительнее он к изменению температуры.

Эффект влияния ЭДУ на коэффициент аннигиляции дислокаций в металлах с ГЦК решеткой обнаружен также при анализе эволюции с деформацией размера дислокационных ячеек в этих материалах. Размер ячеек уменьшается с деформацией в соответствии с выражением [13, 22]

$$\Lambda = \Lambda_\infty \left(1 - e^{-\frac{1}{2}\kappa_s \epsilon}\right)^{-1}, \quad (12)$$

где Λ_∞ — равновесный размер ячеек в конце третьей стадии упрочнения. Анализ экспериментальных зависимостей $\Lambda(\epsilon)$, где $\epsilon = \gamma/m$, для ряда ГЦК металлов и сплавов показал [13], что наклон зависимостей $\ln(1 - \Lambda_\infty/\Lambda) - \epsilon$, определяемый

Энергии дефектов упаковки в ГЦК кристаллах

	Al	Ni	Cu	Au	Ag	Нержавеющая сталь [5]
	[19]					
γ_D , мДж · м ⁻²	146	117	47	35	22.5	4.5
$(\gamma_D / \mu b) \cdot 10^3$	18.6	6.3	3.8	4.3	2.6	0.36

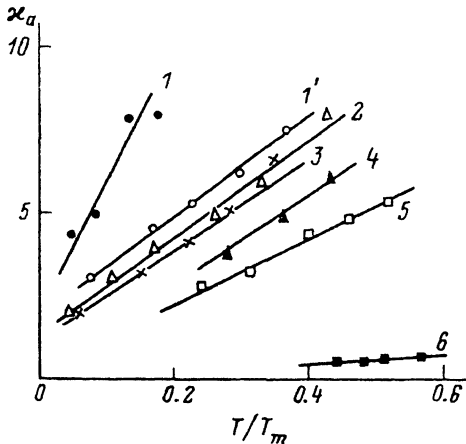


Рис. 4. Зависимость коэффициента аннигиляции дислокаций от температуры в металлах с ГЦК решеткой.

1 — монокристаллический Al, 1' — поликристаллический Al, 2 — Ni, 3 — Cu, 4 — Au, 5 — Ag, 6 — нержавеющая сталь.

коэффициентом аннигиляции дислокаций α_a , закономерно увеличивается с ростом ЭДУ в материале. Такое соответствие микроскопических и макроскопических данных указывает, что в обоих случаях динамический отдых связан с одним процессом, а именно с аннигиляцией винтовых дислокаций.

3) Пересечение дислокаций. Чем определяется температурная зависимость коэффициентов

аннигиляции дислокаций в рассматриваемых металлах и зависимость их от величины ЭВУ? В [23] было высказано предположение, что в ГЦК кристаллах динамический отдых может контролироваться термоактивированным пересечением дислокаций. В [11] приведены опытные данные для алюминия, согласно которым температурная зависимость α_a в этом металле определяется в основном константой междислокационного взаимодействия α .

При движении через лес дислокаций дислокация испытывает два типа взаимодействия: 1) с отталкивающими и 2) с притягивающими (рекомбинирующими) дислокациями леса. Первый тип взаимодействия определяет термическую τ^* , а второй — атермическую τ_μ компоненты напряжения течения $\tau - \tau_c = \tau^* + \tau_\mu$,

$$\tau^* = \Omega^{-1} [H_0 - kT \ln(\dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma})], \quad \tau_\mu = \alpha_r \mu b \rho^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь $\Omega = b\Delta x l$ — активационный объем, $l = f\rho^{-1/2}$ — эффективное расстояние между отталкивающими дислокациями леса, Δx — ширина барьера, H_0 — полная энергия активации его преодоления, f — некоторый коэффициент, $\dot{\gamma}_0$ — предэкспоненциальный фактор, α_r — атермическая часть постоянной α . В результате для температурной ее зависимости получаем выражение

$$\alpha = \alpha_r + \frac{H_0 - kT \ln(\dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma})}{f\mu b^2 \Delta x}. \quad (14)$$

Влияние энергии дефектов упаковки на величину α может быть связано с тем, что для пересечения дислокаций необходимо образовать на расщепленной дислокации сужение (стяжку). Согласно расчетам [3], в этом случае ширина барьера $\Delta x = (\mu b / 4\pi\gamma_D) b$, $H_0 = 0.1 \mu b^2 \Delta x$. Подставляя эти выражения в (14), получаем зависимость постоянной α от величины ЭДУ

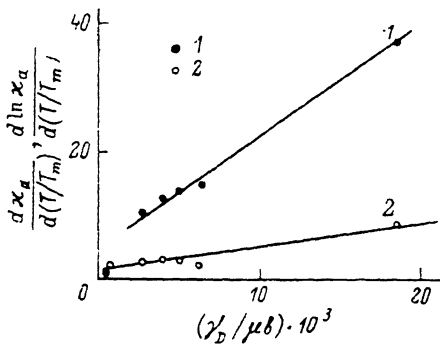
$$\alpha = \alpha_\mu - \frac{4\pi}{f} \left(\frac{\gamma_D}{\mu b} \right) \frac{kT}{\mu b^3} \ln(\dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma}), \quad (15)$$

где $\alpha_\mu = \alpha_r + 0.1/f \approx 0.7-0.8$, $f = 0.5$. Так как термическая компонента α значительно меньше атермической α_μ , то после подстановки (15) в (8б) имеем

$$\alpha_a \approx \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 \rho \alpha_\mu} \left(\frac{\mu}{\tau_c} \right) \left[1 + \frac{4\pi}{f \alpha_\mu} \left(\frac{\gamma_D}{\mu b} \right) \frac{kT}{\mu b^3} \ln(\dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma}) \right]. \quad (16)$$

Рис. 5. Влияние энергии дефектов упаковки на температурную чувствительность коэффициента аннигиляции дислокаций.

1 — согласно выражению (16), 2 — (18б).



Из выражения (16) в соответствии с данными рис. 4 следует, что коэффициент аннигиляции приблизительно линейно возрастает с температурой. Скорость этого возрастания тем больше, чем больше величина ЭДУ. На рис. 5 прямая 1 демонстрирует зависимость коэффициента температурой чувствительности $dx_a/d(T/T_m)$ процесса аннигиляции от величины энергии дефектов упаковки для рассматриваемых металлов. Наклон прямой равен $1.75 \cdot 10^3$. С другой стороны, согласно (16), его величина должна составлять

$$\alpha_a(0) \frac{4\pi}{f\alpha_\mu} \left(\frac{kT_m}{\mu b^3} \right) \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) \approx 40 \div 50,$$

где $\alpha_a(0) \approx 2$ — величина коэффициента аннигиляции при $T=0$, $kT_m/\mu b^3 \approx 2 \cdot 10^{-2}$, $\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) \approx 35$. Видно также, что наиболее низкое значение ЭДУ (нержавеющая сталь) выпадает из зависимости 1. Не укладывается на нее также и величина $dx_a/d(T/T_m)$ для поликристаллического алюминия. Сейчас неясно, в чем состоит причина большого различия в значениях α_a между монокристаллическим [18] и поликристаллическим [11, 17] алюминием.

Таким образом, несмотря на хорошее качественное соответствие опыту, термоактивированное пересечение дислокаций не может количественно объяснить температурную зависимость коэффициента α_a и влияние на него энергии дефектов упаковки.

4) Поперечное скольжение дислокаций. По аналогии с рассмотренными в п. 2 металлами с объемноцентрированной кубической решеткой можно предположить, что и в ГЦК кристаллах температурная зависимость α_a (8б) определяется в основном температурной зависимостью напряжения трения $\tau_c = \tau_{cs}$, где τ_{cs} — напряжение поперечного скольжения винтовых дислокаций. Согласно [1-3], это напряжение равно

$$\tau_{cs} = \tau_{cs}(0) e^{-\frac{kT}{A} \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})}, \quad (17a)$$

где A — энергетический параметр, связанный с образованием критического перегиба на дислокации в плоскости ее поперечного скольжения

$$A = \frac{0.35\mu b^3}{(1 + n/900)(1 + 180\gamma_D/\mu b)}, \quad (17б)$$

$\tau_{cs}(0)$ — напряжение поперечного скольжения при $T=0$

$$\tau_{cs}(0) = \frac{2\mu}{n} (0.056 - \gamma_D/\mu b), \quad (17в)$$

$n \approx 25 \div 50$ — число дислокаций в плоском дислокационном скоплении. Подставляя (17a) и (8б), получаем

$$\alpha_a = \alpha_a(0) e^{\frac{kT}{A} \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})}, \quad (18a)$$

$$\kappa_a(0) = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2\rho\alpha} \left(\frac{\mu}{\tau_{cs}(0)} \right).$$

В полулогарифмических координатах зависимость κ_a от T и γ_D имеет вид ($n/900 \ll 1$)

$$\ln \kappa_a = \ln \kappa_a(0) + (1 + 180\gamma_D/\mu b) \frac{kT}{0.35\mu b^3} \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}). \quad (186)$$

Анализ температурных зависимостей κ_a (рис. 4) в этих координатах показывает, что в пределах разброса зависимости $\ln \kappa_a - T$ могут быть аппроксимированы прямыми линиями. Коэффициент температурной чувствительности $d \ln \kappa_a / d(T/T_m)$ в этом случае линейно зависит от ЭДУ во всем диапазоне изменения величины $\gamma_D/\mu b$, включая в себя ее самое низкое значение (рис. 5, прямая 2). Согласно теории (186), наклон прямой 2 должен быть равен

$$180 \frac{kT_m}{0.35\mu b^3} \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) \approx 36,$$

что хорошо согласуется с величиной наклона этой прямой на рис. 5, равного ≈ 35 . Полагая далее в (18а) $\tau_{cs}(0)/\mu = \tau_3(0)/\mu = (1-2) \cdot 10^{-3}$ [3], $\kappa_a(0) = 2$, $p = 12$, $\alpha = 0.5$, получаем, что доля винтовых участков на дислокационных петлях $\omega_s \approx 0.6 \div 0.7$ близка к характерному для ГЦК кристаллов значению $\omega_s = 0.5$.

Хорошее соответствие напряжения поперечного скольжения (17а) опыту было получено также в [21, 24] в рамках феноменологического подхода к механизму динамического отдыха, основанному на законе Воге [5, 25] для коэффициента деформационного упрочнения ГЦК металлов при больших напряжениях

$$\theta = \theta_2(1 - \tau/\tau_s), \quad (19)$$

где τ_s — предельное напряжение, при котором коэффициент деформационного упрочнения вследствие динамического отдыха обращается в нуль. Идентифицируя τ_s с напряжением поперечного скольжения τ_{cs} , авторы [21, 24] нашли, что оно хорошо описывает температурную и скоростную зависимости τ_s , а также его вариацию с ЭДУ. В рамках рассматриваемого в настоящей работе аннигиляционного механизма динамического возврата из соотношений (11) и (17а) непосредственно следует, что $\tau_s = 2\theta_2/\kappa_a \sim \tau_{cs}$ в соответствии с результатами [21].

3. Динамический отдых и напряжения течения

Сделанный выше теоретический и экспериментальный анализ аннигиляции винтовых дислокаций как механизма динамического отдыха показывает, что он находится в достаточно хорошем соответствии с опытом. Сама аннигиляция винтовых участков дислокационных петель мало влияет на напряжения течения ввиду того, что винтовые дислокации слабо упрочняют кристалл по сравнению с краевыми дислокациями. Но устранение винтовых компонент вследствие их аннигиляции замедляет процесс размножения дислокаций двойным поперечным скольжением и снижает тем самым скорость накопления в кристалле краевых дислокаций.

Действительно, интегрируя уравнение (9), находим в случае $4\kappa_{\text{пр}}\kappa_a/\kappa_f^2 \ll 1$ [11]

$$\rho = \rho_s(1 - e^{-\frac{1}{2}\kappa_{\text{пр}}})^2, \quad \rho_s = (\kappa_f/\kappa_a)^2, \quad (20)$$

где ρ_s — плотность дислокаций при равновесии процессов размножения и аннигиляции дислокаций. Полагая далее, что напряжение течения $\tau - \tau_c = \alpha \mu b \rho_s^{1/2}$, получаем

$$\tau = \tau_c + \tau_s \left(1 - e^{-\frac{1}{2} \kappa \rho_s}\right), \quad \tau_s = \alpha \mu b \rho_s^{1/2}. \quad (21)$$

Здесь τ_s — напряжение насыщения при равновесии процессов деформационного упрочнения и динамического отдыха, τ_c — напряжение торможения при перемещении дислокаций в плоскостях скольжения: $\tau_c = \tau_p$ (ОЦК) и $\tau_c = \tau_f$ в случае ГЦК кристаллов, где τ_f — напряжение трения вследствие, например, примесного упрочнения кристалла.

Из (21) видно, что имеются два источника температурной и скоростной зависимости напряжений течения. Один из них связан с вариацией константы междислокационного взаимодействия α (14) с T и $\dot{\gamma}$, а второй — с зависимостью от T и $\dot{\gamma}$ напряжения $\tau_s \sim \kappa \alpha^{-1} \sim \tau_{cs}$ (17а). Если, например, в процессе опыта при некотором значении деформации γ_0 произвести скачок скорости деформации $\Delta \ln \dot{\gamma} > 0$, то прирост напряжения течения $\Delta \tau$, согласно (21), будет иметь две составляющие

$$\left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_T = \left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_{T, \gamma_0} + \left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_{T, \gamma > \gamma_0} \quad (22)$$

Первая из них связана с ростом напряжений течения вследствие увеличения сопротивления леса дислокаций термоактивированному его пересечению движущимися дислокациями

$$\left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_{T, \gamma_0} = \left(\frac{\Delta \ln \alpha}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_T (\tau - \tau_c)_{\gamma_0}. \quad (23)$$

Соотношение (23) является известным законом Коттрелла—Стокса для ГЦК кристаллов, $\Delta \tau \sim \tau - \tau_c$ [4, 21].

Для второй составляющей с учетом (20) находим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_{T, \gamma > \gamma_0} &= (\tau_s - \tau_c) \left\{ 1 - \left[1 + \frac{1}{2} \kappa \alpha (\gamma - \gamma_0) \right] e^{-\frac{1}{2} \kappa \alpha (\gamma - \gamma_0)} \right\} \times \\ &\times \left(-\frac{\Delta \ln \kappa \alpha}{\Delta \ln \dot{\gamma}} \right)_T, \quad -\left(\frac{\Delta \ln \kappa \alpha}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_T = \left(\frac{\Delta \ln \tau_{cs}}{\Delta \ln \dot{\gamma}}\right)_T > 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Существование ее обусловлено динамическим возвратом. После скачка скорости деформации величина этой составляющей растет с деформацией, так как при более высоком значении $\dot{\gamma}$ интенсивность аннигиляции дислокаций уменьшается. Это приводит к увеличению плотности дислокаций и, следовательно, к росту напряжения течения. Вторая составляющая отражает, таким образом, процесс перестройки дислокационной структуры кристалла. На наличие этой составляющей напряжений течения давно обращалось внимание [26]. Она играет важную роль при высокоскоростной деформации металлов [9, 26, 27].

Таким образом, отмеченное в начале статьи противоречие данных по термоактивационному анализу процесса пластической деформации ГЦК кристаллов на третьей стадии упрочнения [4] с данными по температурной зависимости напряжений течения на этой стадии [1⁻³] обусловлено тем, что первые данные относятся к процессу термоактивированного преодоления скользящими дисло-

гациями дислокаций леса, а вторые — к независимо протекающему от него процессу аннигиляции винтовых дислокаций. Такое разделение процессов позволяет преодолеть еще одно несоответствие, касающееся поперечного скольжения винтовых дислокаций. Известно, что ПС наблюдается не только на третьей стадии упрочнения, но и на самых начальных стадиях пластической деформации, являясь здесь эффективным механизмом размножения дислокаций. Поскольку размножение дислокаций и их аннигиляция физически разные процессы, то не должно вызывать удивления, что связанное с ними поперечное скольжение дислокаций имеет свои, характерные для каждого из этих процессов механизмы и особенности.

Автор признателен А. С. Драчинскому и В. Ф. Моисееву за содействие в приготовлении образцов молибдена, а Д. Г. Рывкиной за помощь при выполнении экспериментов.

Список литературы

- [1] Zeeger A. Дислокации и механические свойства кристаллов. М.: ИЛ, 1960. С. 179—268.
- [2] Zeeger A., Berner R., Wolf H. // *Zs. Phys.* 1959. V. 155. N 2. P. 247—262.
- [3] Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969. 272 с.
- [4] Thorton P. R., Mitchell T. E., Hirsch P. B. // *Phil. Mag.* 1962. V. 7. N 74. P. 337—358; N 80. P. 1349—1369.
- [5] Kocks U. F. // *J. Engng. Mater. Techn. (ASME H)*. 1976. V. 98. N 1. P. 76—85.
- [6] Essmann U., Mughrabi H. // *Phil. Mag.* 1979. V. 40A. N 6. P. 731—756.
- [7] Estrin Yu., Mecking H. // *Acta Met.* 1984. V. 32. N 1. P. 57—70.
- [8] Попов Л. Е., Кобытнев В. С., Ковалевская Т. А. Пластическая деформация сплавов. М.: Металлургия, 1984. 182 с.
- [9] Klepaczko J. R., Chiem C. Y. // *J. Mech. Phys. Solids*. 1986. V. 34. N 1. P. 29—54.
- [10] Малыгин Г. А. // *ФТТ*. 1987. Т. 29. № 7. С. 2067—2072.
- [11] Malygin G. A. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1990. V. 119. N 2. P. 423—436.
- [12] Малыгин Г. А. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 1. С. 170—175.
- [13] Малыгин Г. А. // *ФММ*. 1991. № 5. С. 22—30.
- [14] Владимиров В. И., Кусов А. А. // *ФТТ*. 1981. Т. 23. № 4. С. 1211—1214.
- [15] Kusov A. A., Vladimirov V. I. // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1986. V. 138. N 1. P. 135—142.
- [16] Mitchell T. E., Foxall R. A., Hirsch P. B. // *Phil. Mag.* 1963. V. 8. N 95. P. 1895—1920.
- [17] Владимирова Г. В., Малыгин Г. А., Рывкина Д. Г. // *ФММ*. 1989. Т. 67. № 2. С. 380—388.
- [18] Saimoto S., Sang H. // *Acta Met.* 1983. V. 31. N 11. P. 1873—1881.
- [19] Schröter W., Siethoff H. // *Z. Metallk.* 1984. V. 75. N 7. P. 482—491.
- [20] Mecking H., Lücke K. // *Z. Metallk.* 1969. V. 60 N 3. P. 185—195.
- [21] Mecking H., Kocks U. F. // *Acta Met.* 1981. V. 29. N 11. P. 1865—1875.
- [22] Малыгин Г. А. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 9. С. 298—300.
- [23] Nabarro F. R. N. // *Acta Met.* 1989. V. 37. N 6. P. 1521—1546.
- [24] Mecking H., Niclas B., Zarubova N., Kocks U. F. // *Acta Met.* 1986. V. 34. N 3. P. 527—535.
- [25] Voce E. // *J. Inst. Metals*. 1948. V. 74. N 2. P. 537—562.
- [26] Klepaczko J. R. // *Mater. Sci. Engng.* 1975. V. 18. N 1. P. 121—128.
- [27] Follansbee P. S., Kocks U. F. // *Acta Met.* 1988. V. 36. N 1. P. 81—93.

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

Поступило в Редакцию
17 апреля 1992 г.