

УДК 539.4.015.1

© 1992

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА АННИГИЛЯЦИЮ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ПОПЕРЕЧНЫМ СКОЛЬЖЕНИЕМ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Г. А. Малыгин

Высокое гидростатическое давление (ВГД) существенно влияет на процесс динамического отдыха в пластически деформируемых щелочно-галлоидных кристаллах (ЩГК), что выражается в сильном снижении в них в условиях ВГД напряжения начала третьей стадии деформационного упрочнения. С точки зрения аннигиляционного механизма динамического отдыха разупрочнение обусловлено усилением под действием давления процесса аннигиляции винтовых дислокаций. В работе с помощью специального метода обработки кривых деформационного упрочнения найдена зависимость коэффициента аннигиляции дислокаций от давления в кристаллах хлористого натрия. Анализ этой зависимости показывает, что аннигиляция дислокаций в рассматриваемых кристаллах контролируется механизмом поперечного скольжения дислокаций Зеегера—Вольфа. Гидростатическое давление увеличивает в них энергию образования дефектов упаковки и способствует тем самым интенсификации процессов поперечного скольжения и аннигиляции винтовых дислокаций. Оно оказывает на динамический отдых воздействие, аналогичное повышению температуры деформирования, в связи с чем можно говорить об эквивалентной барической температуре явления.

Высокое гидростатическое давление (ВГД) оказывает разностороннее и неоднозначное влияние на пластическую деформацию кристаллов, ускоряя в них одни процессы и замедляя другие. Характер и степень этого влияния зависят от типа кристалла, его структуры и условий эксперимента. Пластическая деформация щелочно-галлоидных кристаллов (ЩГК), как показывает опыт, чувствительна к влиянию гидростатического давления. Одним из наиболее заметных эффектов, связанных со ЩГК, является влияние ВГД на развитие в них процесса динамического отдыха [1-5]. На рис. 1 в качестве иллюстрации приведены данные [3] по влиянию давления на кривую деформационного упрочнения кристаллов NaCl, ориентированных для одиночного скольжения. Стрелки у кривых отмечают момент наступления третьей стадии упрочнения — стадии динамического отдыха. Видно, что давление снижает напряжение τ_{III} наступления этой стадии и способствует в целом сильному разупрочнению кристалла. Так, после деформации 70 % напряжение течения при давлении 8.6 кбар составляет лишь половину этого напряжения в отсутствие давления.

Трехстадийный характер кривых деформационного упрочнения ЩГК [1, 4, 6] свидетельствует о том, что пластическая деформация и деформационное упрочнение развиваются в них по тем же законам, что и в металлических кристаллах с гранцентрированной кубической (ГЦК) решеткой. Согласно Зеегеру [7], появление на кривых упрочнения последних стадии динамического отдыха обусловлено активизацией при больших напряжениях поперечного скольжения (ПС) винтовых дислокаций. Поэтому в [8-10] при анализе причины влияния ВГД на напряжение τ_{III} предполагалось, что снижение этого напряжения в ЩГК вызвано интенсификацией ПС в гидростатически сжатом материале.

Сейчас получила развитие другая, отличная от зеегеровской модели, точка зрения на механизмы деформационного упрочнения и динамического отдыха в ГЦК кристаллах. Оба этих явления связывают не с плоскими скоплениями дислокаций, заторможенными у препятствий, с последующей их релаксацией механизмом поперечного скольжения, а соответственно со взаимодействием движущихся дислокаций с дислокациями «леса» в некомпланарных плоскостях скольжения [11] и аннигиляцией винтовых участков противоположных знаков на расширяющихся дислокационных петлях [12–16]. Уменьшение плотности винтовых дислокаций вследствие их аннигиляции снижает скорость размножения и накопления дислокаций в кристалле, в результате чего замедляется процесс его деформационного упрочнения, что находит выражение в отклонении кривой напряжение—деформация от второй, линейной, стадии (рис. 1). Аннигиляционный механизм динамического отдыха хорошо подтверждается опытом [14–16] и позволяет устранить ряд противоречий зеегеровской модели этого явления.

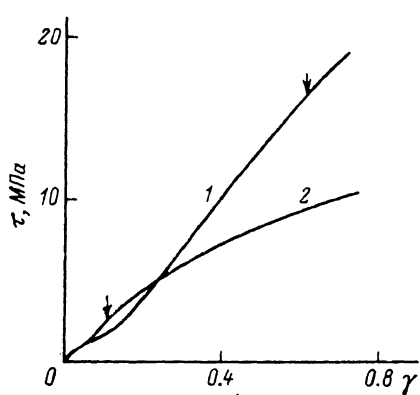


Рис. 1. Кривые деформационного упрочнения кристаллов NaCl при давлениях $P = 0$ (1) и 8.6 кбар (2) [3].

Учитывая сказанное, возникает необходимость рассмотреть эффект влияния ВГД на процесс динамического отдыха в ЦГК с точки зрения его влияния на аннигиляцию винтовых дислокаций в этих кристаллах, что и является целью настоящей работы. В первом ее разделе с помощью разработанного в [14, 15] метода сделан анализ кривых деформационного упрочнения гидростатически сжатых кристаллов хлористого натрия [3] для получения количественных данных по влиянию ВГД на коэффициент аннигиляции в них винтовых дислокаций. Во втором разделе полученные результаты обсуждаются с целью установления механизма влияния давления на аннигиляцию дислокаций в рассматриваемых кристаллах. В заключение рассмотрен ряд общих вопросов, связанных с аннигиляционным механизмом отдыха в кристаллах разной структуры.

1. Коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций

В основе разработанного в [14, 15] метода получения количественных данных о процессе аннигиляции винтовых дислокаций при низких и умеренных температурах лежит уравнение эволюции плотности дислокаций ρ с деформацией γ [12–15]

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

Здесь κ_m — коэффициент размножения дислокаций на препятствиях недеформационного происхождения (первая стадия упрочнения [17]); κ_f — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса (вторая стадия [17, 18]); κ_a — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций (третья стадия упрочнения [14, 16]). Уравнение (1) позволяет, используя соотношения [19, 20]

$$\tau - \tau_0 = \alpha \mu b \rho^{1/2}, \quad (\tau - \tau_0) \Theta = \frac{1}{2} (\alpha \mu b)^2 \frac{d\rho}{d\gamma}, \quad (2)$$

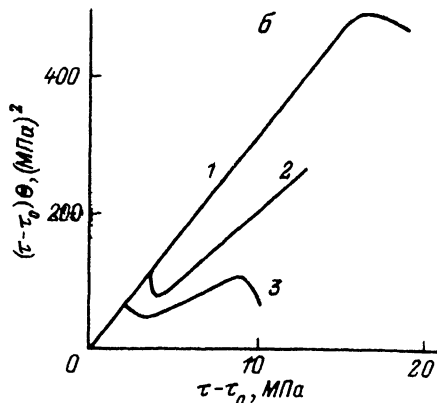
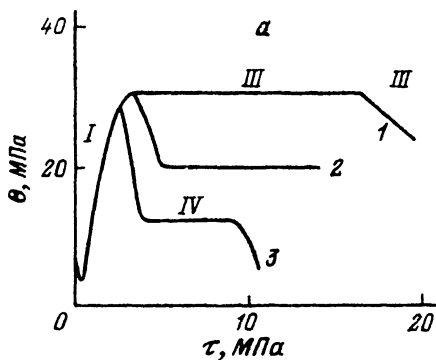


Рис. 2. Зависимости коэффициента деформационного упрочнения Θ (а) и произведения $(\tau - \tau_0)\Theta$ (б) от напряжения течения τ в NaCl при давлениях $P=0$ (1), 4 (2) и 8.6 кбар (3).

установить связь [13, 14]

$$(\tau - \tau_0) \Theta = \frac{1}{2} (\alpha \mu b)^2 \left[\chi_m + \chi_f \left(\frac{\tau - \tau_0}{\alpha \mu b} \right)^2 - \chi_a \left(\frac{\tau - \tau_0}{\alpha \mu b} \right)^2 \right] \quad (3)$$

между макроскопическими характеристиками кривой деформационного упрочнения, такими как напряжение течения τ , коэффициент деформационного упрочнения $\theta = d\tau/d\gamma$, критическое напряжение сдвига τ_0 , с микроскопическими параметрами χ_m , χ_f и χ_a , определяющими эволюцию плотности дислокаций в кристалле, где α — коэффициент взаимодействия дислокаций, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса.

Рис. 2,а демонстрирует зависимости коэффициентов деформационного упрочнения Θ от напряжения τ при разных давлениях P для кристаллов NaCl. Они найдены путем обработки кривых деформационного упрочнения этих кристаллов [3]. В отсутствие гидростатического давления зависимость $\Theta = \Theta(\tau)$ (кривая 1) имеет типичный для ГЦК кристаллов вид [21] и включает в себя три характерных участка: первый — когда коэффициент деформационного упрочнения мал (одиночное скольжение), второй — когда он постоянен $\Theta = \Theta_{II}$ (вторая стадия упрочнения) и, наконец, третий — когда он линейно снижается с напряжением в результате развития процесса динамического отдыха. Соответствующая зависимость величины произведения $(\tau - \tau_0)\Theta$ от $\tau - \tau_0$ ($\tau_0 = 0.5$ МПа [3]) приведена на рис. 2,б (кривая 1). Она имеет параболический характер и описывает, согласно (2)—(3), вариацию с напряжением (деформацией) величины $dp/d\gamma$. На восходящей ветви параболы скорость размножения дислокаций увеличивается, а на нисходящей уменьшается из-за аннигиляции винтовых дислокаций.

Коэффициент χ_a , определяющий интенсивность этого процесса, может быть найден из соотношений [14, 15]

$$\frac{[(\tau - \tau_0)\Theta]_m}{(\tau - \tau_0)_m^2} \approx \frac{1}{2} \kappa_a, \quad (4a)$$

$$\Theta = \Theta_{II} - \frac{1}{2} \kappa_a (\tau - \tau_0). \quad (4б)$$

Первое из них выполняется при условии $\kappa m \ll \kappa_f^2 / 4\kappa_a$, что всегда имеет место в достаточно чистых кристаллах. Здесь $[(\tau \approx \tau_0)\theta]_m$ и $(\tau - \tau_0)_m$ — значения соответствующих величин, отвечающие максимуму на кривой 1 (рис. 2, б). Так, с помощью (4а) находим, что в NaCl в отсутствие давления коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций при 293 К $\kappa_a = 3.7$. Найденное значение находится в пределах характерных для ГЦК металлов значений коэффициентов аннигиляции дислокаций $\kappa_a = 2+10$ [14–16] для умеренных температур деформирования.

Приложение гидростатического давления оказывает, как видно из рис. 2, а и б (кривые 2, 3), сильное влияние на зависимости $\Theta = \Theta(\tau)$ и $[(\tau - \tau_0)\Theta] - (\tau - \tau_0)$. Во-первых, давление снижает напряжение течения, когда на этих зависимостях появляются падающие участки, связанные с динамическим отдыхом. Во-вторых, в отличие от случая $P = 1$ атм ($P \approx 0$) на кривых $\Theta(\tau)$ наблюдается второй участок с постоянным значением $\Theta = \Theta_{IV}$ (см. о нем ниже), а на кривых $[(\tau - \tau_0)\Theta] - (\tau - \tau_0)$ — дополнительный максимум (рис. 2, б, кривая 3).

Оценка коэффициента аннигиляции, согласно соотношению (4а), показывает, что в условиях ВГД наблюдается его сильное увеличение: $\kappa_a = 15.6$ ($P = 4$ кбар) и 26.7 (8.6 кбар). Гидростатическое давление, таким образом, ускоряет процесс аннигиляции винтовых дислокаций и снижает напряжение течения $(\tau - \tau_0)_m$, когда она начинает оказывать заметное влияние на скорость размножения и накопления дислокаций в кристалле. На рис. 3 приведены зависимости коэффициента κ_a и напряжения $\tau_m = (\tau - \tau_0)_m + \tau_0$ (кривая 1, темные кружки) от давления, найденные в настоящей работе. Светлыми кружками на кривой 1 отмечены значения напряжения начала стадии динамического отдыха τ_{III} в кристаллах NaCl, согласно [3]. Видно, что напряжение τ_{III} практически совпадает с напряжением τ_m начала процесса аннигиляции дислокаций.

Как было отмечено выше, в условиях гидростатического давления на кривых $\Theta(\tau)$ (на рис. 2, а) появляются участки с постоянным значением коэффициента деформационного упрочнения $\Theta_{IV} < \Theta_{II}$. Можно предполагать, что по своему происхождению эти участки аналогичны четвертой, согласно классификации [22], стадии деформационного упрочнения. Она наблюдается в металлических и ковалентных кристаллах сразу же за стадией линейного снижения коэффициента деформированного упрочнения с напряжением. В металлах $\Theta_{IV} \leq 0.1 \Theta_{II}$ [22–25], в ковалентных кристаллах $\Theta_{IV} \approx (0.2–0.6)\Theta_{II}$ [22, 26–28]. С ростом температуры величина Θ_{IV} уменьшается.

В NaCl, как видно из рис. 2, а, аналогичный эффект вызывает повы-

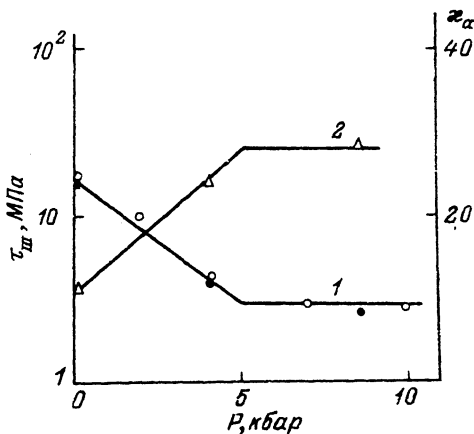


Рис. 3. Влияние ВГД на напряжение τ_{III} (1) [3] и коэффициент аннигиляции дислокаций κ_a (2) в кристаллах NaCl.

шение давления. При давлении 4 кбар $\Theta_{IV} = 0.7\Theta_{II}$, а при давлении 8.6 кбар $\Theta_{IV} = 0.4\Theta_{II}$, что чувствительность коэффициента Θ_{IV} к давлению составляет $d \ln \Theta_{IV} / dP = -0.1$ кбар⁻¹. Аналогия между T и P распространяется и на возникновение второго спада на графиках $\Theta = \Theta(\tau)$ (рис. 2, а, кривая 3). Этот спад, согласно классификации [22], является пятой стадией упрочнения (второй стадией разупрочнения) и наблюдается при повышенных температурах деформирования [22, 26, 27]. В результате его на кривых $[(\tau - \tau_0)\Theta] - (\tau - \tau_0)$ появляется дополнительный максимум (рис. 2, б, кривая 3). Такие дополнительные максимумы наблюдаются при повышенных температурах и в ГЦК металлах [18, 19].

Причины возникновения четвертой и пятой стадий упрочнения являются в настоящее время предметом дискуссии [22, 24, 29]. Из анализа электронно-микроскопических данных можно заключить, что их существование в металлах и ковалентных кристаллах связано с перестройкой и упорядочением дислокационной структуры (развитием процессов полигонизации [22], фрагментации [25] и образования регулярных дислокационных сеток преимущественно винтового характера [29]). Эти данные согласуются с тем, что имеет место в гидростатически сжатых металлических кристаллах [5]. Приложение большого гидростатического давления также интенсифицирует в них указанные процессы и способствует упорядочиванию и самоорганизации дислокационной структуры (эффект баро-полигонизации [30]).

2. Механизм влияния ВГД на аннигиляцию винтовых дислокаций

В ГЦК и ОЦК кристаллах, как установлено в [16], аннигиляция винтовых дислокаций осуществляется механизмом поперечного скольжения. Определяемый на опыте коэффициент аннигиляции дислокаций равен [14, 16]

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

Здесь ω_s — доля винтовых участков на расширяющихся дислокационных петлях; ρ — число действующих систем скольжения; τ_c — напряжение поперечного скольжения, необходимое для выхода винтовых дислокаций в плоскость поперечного скольжения. В кристаллах с высоким пайерлсовским рельефом (ОЦК металлы) в области температур ниже $0.2 T_m$ $\tau_c = \tau_p$ [16], где τ_p — напряжение Пайерлса, T_m — температура плавления.

Что касается металлов с ГЦК решеткой с низким пайерлсовским рельефом, то в [16] найдено, что для них напряжение τ_c равно напряжению поперечного скольжения винтовых дислокаций, согласно известной модели ПС Зеегера—Вольфа [7, 31]

$$\tau_{cs} = \tau_{cs}(0) e^{-\frac{kT}{A} \ln(\dot{\gamma}_0 / \dot{\gamma})}, \quad (6a)$$

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

$$A = \frac{0.352\mu b^3}{1 + 180\gamma_D / \mu b}, \quad (6b)$$

γ_D — величина энергии дефекта упаковки в металле, γ — скорость пластической деформации, $\dot{\gamma}_0$ — предэкспоненциальный фактор, k постоянная Больцмана. В результате, подставляя (6а) в (5), находим температурную и скоростную зависимости κ_a в рассматриваемом случае

$$\kappa_a = \kappa_a(0) e^{\frac{kT}{A} \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})},$$

$$\kappa_a(0) = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 p \alpha} \left(\frac{\mu}{\tau_{cs}(0)} \right), \quad (7)$$

где $\kappa_a(0)$ — коэффициент аннигиляции при $T=0$. Принимая далее во внимание характерное напряжение начала стадии динамического отдыха, согласно аннигиляционному механизму [14, 15],

$$(\tau - \tau_0)_m = \Theta_{II} / \kappa_a,$$

$$\Theta_{II} = \frac{1}{2} \alpha (b \kappa_f) \mu, \quad (8)$$

получаем с учетом (5) и (6), что

$$(\tau - \tau_0)_m \approx \tau_m = \frac{2\pi^2 p \alpha}{\omega_s^{5/2}} \left(\frac{\Theta_{II}}{\mu} \right) \tau_{cs}, \quad (9)$$

где Θ_{II} — коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии. При $p=12$, $\omega_s \approx \alpha \approx 0.5$, $\Theta_{II} / \mu = 2 \cdot 10^{-3}$ и $\tau_m \gg \tau_0$ имеем в согласии с данными рис. 3 (кривая 1), что $\tau_m \approx \tau_{III} \approx \tau_{cs}$. Таким образом, в рамках аннигиляционного механизма динамического отдыха модель поперечного скольжения дислокаций [7, 31] получает другое физическое содержание, не связанное непосредственно с релаксацией плоских скоплений дислокации. В то же время она не исключает их релаксации (если они есть) в результате аннигиляции винтовых дислокаций.

Как установлено в [6], в отсутствие давления температурная зависимость напряжения τ_{III} в хлористом натрии описывается выражением (6 а) и в координатах $\ln \tau_{III} - T$ имеет линейный вид с величиной наклона, соответствующей значению параметра $A=0.13$ эв. Из приведенных на рис. 3 данных по влиянию гидростатического давления на коэффициент аннигиляции дислокаций в кристаллах NaCl следует, что зависимость κ_a от P в этих кристаллах обусловлена зависимостью от P напряжения поперечного скольжения дислокаций $\tau_c \approx \tau_{III}$ (см. (5)), поскольку наклоны линейных участков кривых 1 и 2 на рис. 3 равны, но противоположны по знаку¹

$$\frac{d \ln \kappa_a}{dP} \approx - \frac{d \ln \tau_{III}}{dP} = 0.34 \text{ кбар}^{-1} \quad (10)$$

¹ Причина постоянства напряжения τ_{III} при давлениях $P > 5$ кбар является предметом дискуссии [4, 32], поскольку имеются экспериментальные данные о том, что в некоторых случаях это постоянство отсутствует [2, 4].

Согласно [8-10, 32], влияние давления на напряжения τ_{III} в ШГК вызвано его влиянием на величину расщепления дислокаций из-за сильной зависимости от давления энергии образования дефектов упаковки γ_D в этих кристаллах. Это в свою очередь связано с большой величиной вносимых ими в рассматриваемые кристаллы объемных искажений решетки [8]. Сделанная в [3] теоретическая оценка коэффициента чувствительности напряжения τ_{III} к давлению, согласно модели Зеегера—Вольфа (6), показала, что модель дает на порядок меньшую величину этого коэффициента, чем наблюдается на опыте в кристаллах NaCl (10). На этом основании в [3] был сделан вывод, что модель не способна объяснить сильную чувствительность напряжения τ_{III} к давлению в рассматриваемых кристаллах.

Действительно, учитывая, согласно (6) и (7), зависимость коэффициента аннигиляции дислокаций от энергии дефектов упаковки

$$\ln \kappa_a = \ln \kappa_a(0) + (1 + 180\gamma_D^3/\mu b) \frac{kT}{0.35\mu b^3} \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}), \quad (11)$$

получаем, что коэффициент чувствительности κ_a и τ_{III} к давлению должен быть равен

$$\frac{d \ln \kappa_a}{dP} = - \frac{d \ln \tau_{III}}{dP} = \frac{kT}{A} \ln \left(\frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}} \right) \left[B_0 \frac{d \ln (\gamma_D/\mu b)}{dP} - \frac{d \ln (\mu b^3)}{dP} \right], \quad (12a)$$

$$B_0 = \frac{180\gamma_D/\mu b}{1 + 180\gamma_D/\mu b}. \quad (12b)$$

Для NaCl при $\gamma_D = 195$ мДж·м⁻² [8, 10], $\gamma_D/\mu b = 38 \cdot 10^{-3}$, $A = 0.13$ эВ [6], $T = 293$ К и $\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) = 25$ имеем оценки $B_0 = 0.87$, $(kT/A) \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) = 4.9$.

Зависимость ширины дефектов упаковки η от давления имеет вид [8-10]

$$\frac{\eta}{b} = \frac{1 + \frac{1}{4} \delta_0^2}{2\pi(1-\nu)} \left(\frac{\mu b}{\gamma_D} \right),$$

$$\gamma_D(P) = \gamma_D(0) + \frac{1}{2} \delta_0 b P, \quad (13)$$

где $\delta_0 = 0.33$ — объемное искажение решетки NaCl, связанное с дефектом упаковки. Из (13) получаем оценку чувствительности величины расщепления дислокаций и энергии дефектов упаковки к давлению (см. также [32])

$$- \frac{d \ln (\eta/b)}{dP} = \frac{d \ln (\gamma_D/\mu b)}{dP} = \frac{d \ln \gamma_D}{dP} - \frac{d \ln \mu}{dP} - \frac{d \ln b}{dP}, \quad (14a)$$

$$\frac{d \ln \gamma_D}{dP} = \frac{\delta_0 b}{2\gamma_D(0)} = 3.3 \cdot 10^{-2},$$

$$\frac{d \ln \mu}{dP} = 1.47 \cdot 10^{-2},$$

$$\frac{d \ln b}{dP} = 0.14 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (146)$$

Подставляя найденные оценки в (12а), получаем теоретическую оценку чувствительности α_a и τ_{III} к давлению в кристаллах NaCl

$$\frac{d \ln \alpha_a}{dP} = - \frac{d \ln \tau_{III}}{dP} = 3.6 \cdot 10^{-2} \text{ кбар}^{-1}. \quad (15)$$

Она на порядок меньше экспериментальных значений этих коэффициентов (10).

Причина столь сильного расхождения между теорией и экспериментом вызвана тем, что зависимость параметра A от γ_D в виде (6б) имеет место лишь при значениях $\gamma_D/\mu b < 20 \cdot 10^{-3}$ [31], в то время как для NaCl $\gamma_D/\mu b = 38 \cdot 10^{-3}$. На рис. 4 приведена в полном виде зависимость $A = A(\gamma_D)$, согласно расчету [31]. Темным кружком на этом рисунке обозначен кристалл NaCl с учетом того, что в отсутствие давления величина A в хлористом натрии равна 0.13 эВ [6]. Светлыми кружками на рисунке отмечены значения этих параметров для ряда ГЦК металлов (см. таблицу). Они найдены по наклону зависимостей $\ln \alpha_a - T$ (рис. 5). Для их получения использовались результаты определения коэффициентов аннигиляции винтовых дислокаций в различных ГЦК металлах [15, 16]. Дополнительно к ним на рис. 4 и в таблице приведены результаты определения коэффициентов аннигиляции и величины параметра A в Ni, полученные при обработке данных [33]. При оценке последнего параметра предполагалось, что для монокристаллов величина $\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) = 25$, а для поликристаллов ввиду более высокой в них плотности дислокаций она равна 33. Как видно из рис. 4, найденные значения A как для ГЦК металлов, так и хлористого натрия укладываются в пределах разброса на теоретическую зависимость $A = A(\gamma_D)$, подтверждая тем самым, что аннигиляция винтовых дислокаций в обоих случаях контролируется напряжением поперечного скольжения дислокаций в соответствии с расчетами [31].

Учитывая сказанное, находим, что в общем случае произвольных значений $\gamma_D/\mu b$ величина коэффициента B_0 в (12а) должна быть равна

$$B = \left(\frac{\mu b^3}{A} \right) \left(\frac{\gamma_D}{\mu b} \right) \left[- \frac{d(A/\mu b^3)}{d(\gamma_D/\mu b)} \right]. \quad (16)$$

Производная в квадратных скобках определяет текущий наклон кривой $A(\gamma_D)$ на рис. 4. Подставляя в (16) теоретические значения $A/\mu b^3 = 2.5 \cdot 10^{-2}$ и $d(A/\mu b^3)/d(\gamma_D/\mu b)$

Значения параметров A и γ_D в кристаллах разной структуры

	NaCl	Al	Ni	Cu	Ag	Au
A , эВ	0.13	0.25	1—1.4	1.09	0.97	1.05
μb^3 , эВ	7.2	4.05	7.2	4.9	4.46	4.2
$A/\mu b^3 \cdot 10$	0.18	0.62	1.4—1.9	2.1	2.2	2.5
$\gamma_D/\mu b \cdot 10^3$	38	18.6	6.3	3.8	2.6	4.3

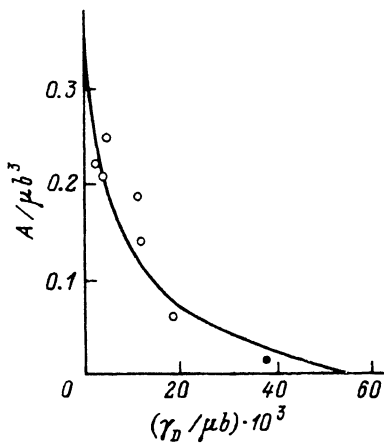


Рис. 4. Зависимость величины параметра поперечного скольжения A в ГЦК (1) и ШГК (2) кристаллах от величины энергии дефектов упаковки γ_D .

Сплошная кривая — согласно расчету [31].

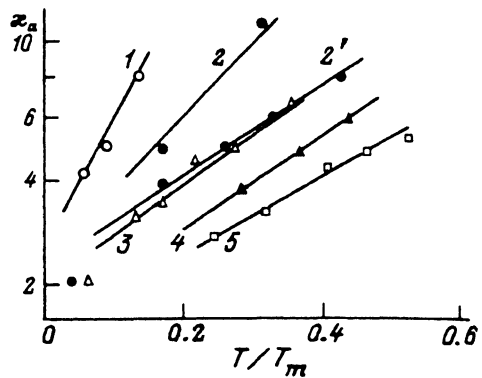


Рис. 5. Температурные зависимости коэффициентов аннигиляции дислокаций в ГЦК металлах.

1 — Al, 2 — Ni [33], 2' — Ni [16], 3 — Cu, 4 — Au, 5 — Ag.

$\mu b^3)/d(\gamma_D/\mu b) = -2$, соответствующие расчету [31] и значению $\gamma_D/\mu b = 38 \cdot 10^{-3}$ для кристаллов NaCl, находим, что величина $B = 3.05$. Она в 4.2 раза больше, чем найденная выше, согласно (126), величина коэффициента B_0 . Принимая далее во внимание, что теоретическое значение параметра A составляет 0.18 ЭВ и, следовательно, в (12а) величина $(\kappa T/A) \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) = 3.5$, получаем теоретическую оценку коэффициента $d \ln \kappa_a/dP = 0.18 \text{ кбар}^{-1}$. Она в пять раз больше, чем оценка (15), и практически совпадает с экспериментальными оценками $d \ln \tau_{III}/dP = 0.1+0.34 \text{ кбар}^{-1}$ [2-4].

3. Обсуждение результатов

Сделанный выше экспериментальный и теоретический анализ влияния ВГД на процесс динамического отдыха в кристаллах хлористого натрия показывает, что аннигиляционный механизм отдыха, как и в случае ГЦК и ОЦК кристаллов [16], хорошо согласуется с опытом. Он позволяет также понять, как давление влияет на кривую деформационного упрочнения в целом, а не только на отдельные ее характерные параметры, такие, например, как напряжение τ_{III} начала стадии динамического отдыха.

Действительно, интегрируя уравнение (1) и полагая $\kappa_m \ll \kappa_f^2/4\kappa_a$, $\tau - \tau_0 = \alpha \mu b \rho^{1/2} \gg \tau_0$, находим, что на второй и третьей стадиях упрочнения зависимость напряжений течения от деформации имеет вид [15]

$$\tau = \tau_s (1 - e^{-\gamma/\gamma_\infty}), \quad \gamma_\infty = \frac{2}{\kappa_a}, \quad (17a)$$

$$\tau_s = \alpha \mu b \rho_\infty^{1/2}, \quad \rho_\infty = (\kappa_f/\kappa_a)^2. \quad (17b)$$

Коэффициент аннигиляции κ_a увеличивается с ростом давления. Согласно (16),

$$\alpha_a(T, P) = \alpha_a(T, 0) e^{\beta_a P}, \quad \beta_a = (d \ln \alpha_a / dP)_P = 0, \quad (18)$$

где $\alpha_a(T, 0)$ — величина χ_a в отсутствие давления. Из (17а) следует, что ВГД должно вызывать уменьшение величины деформации γ_{III} наступления стадии динамического отдыха, $\gamma_{III} \approx \gamma_\infty \sim \alpha_a^{-1} \sim e^{-\beta_a P}$. Линейное снижение $\ln \gamma_{III}$ с P действительно зафиксировано на опыте в кристаллах NaCl [2, 3]. Кроме того, согласно (17б), давление должно снижать общий уровень напряжений течения на стадии динамического отдыха, поскольку характерное для этой стадии напряжение насыщения уменьшается с ростом давления $\tau_s \sim \alpha_a^{-1} \sim e^{-\beta_a P}$. Этот вывод согласуется с приведенными на рис. 1 данным.

Увеличение коэффициента аннигиляции дислокаций с давлением по своему влиянию на динамический отдых эквивалентно повышению температуры деформирования: в первом случае $\alpha_a \sim e^{\beta_a P}$, во втором $\alpha_a \sim e^{\beta T}$, где $\beta T = (k/A) \ln (\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})$. Условие эквивалентности, согласно (7), имеет вид

$$\frac{T(P)}{A(P)} = \frac{T(0)}{A(0)}. \quad (19)$$

Здесь $T(P)$ — значение температуры, эквивалентное изменению параметра A под влиянием давления от исходного значения $A(0)$ до значения $A(P)$; $T(0)$ — температура деформирования. Из условия (19) с учетом зависимости A от γ_D (рис. 4) и γ_D от P (13)—(14) находим, что коэффициент чувствительности барически эквивалентной температуры $T(P)$ к давлению равен

$$\beta_P = \frac{d \ln T(P)}{dP} = - \frac{d \ln A(P)}{dP} = B \frac{d \ln (\gamma_D / \mu b)}{dP} - \frac{d \ln (\mu b^3)}{dP}. \quad (20)$$

Например, для NaCl, подставляя в (20) приведенные в предыдущем разделе значения параметров, получаем оценку $\beta_P = 5 \cdot 10^{-2}$ кбар⁻¹. Это означает, что приложение к кристаллу давления, например 5 кбар, эквивалентно повышению температуры деформирования от исходной, например 293 К, до $T(P) = T(0) e^{\beta_P P} = 1.28 T(0) \approx 376$ К.

В конце первого раздела работы при анализе влияния ВГД на коэффициент деформационного упрочнения (рис. 2) мы уже обсуждали экспериментальные данные, свидетельствующие об аналогии между влиянием давления и повышением температуры на эволюцию дислокационной структуры. Поэтому здесь лишь добавим, что вследствие роста коэффициента аннигиляции с давлением образование характерной для третьей стадии упрочнения ячеистой дислокационной структуры должно наблюдаться при меньших деформациях, поскольку, согласно [34], критическая деформация ее образования $\gamma_k \sim \alpha_a^{-1} \sim e^{-\beta_a P}$. Приложение ВГД должно ускорять также процесс формирования равновесной ячеистой структуры, поскольку кинетика уменьшения среднего размера ячеек Λ с деформацией на третьей стадии и достижение ими равновесного значения Λ_∞ в конце ее также определяются коэффициентом аннигиляции дислокаций $\Lambda = \Lambda_\infty (1 - e^{-\frac{1}{2} \alpha_a \dot{\gamma}})^{-1}$ [34, 35].

Как показано выше, в хлористом натрии аннигиляция винтовых дислокаций, как и в случае ГЦК металлов [16], контролируется механизмом поперечного скольжения дислокаций Зеегера—Вольфа, в то время как в ОЦК (и, возможно, ковалентных кристаллах) она контролируется рельефом Пайерлса [16]. Такое различие в механизмах ПС обусловлено тем, что при достаточно высоком

пайерлсовском рельефе выход дислокаций в плоскость поперечного скольжения связан с преодолением ими преимущественно решеточного трения и осуществляется путем образования и распространения вдоль дислокаций парных перегибов [36]. В случае малой высоты пайерлсовского рельефа основной вклад в энергию образования перегиба критического размера в плоскости поперечного скольжения вносят линейное натяжение и энергия, необходимая для образования на расщепленной дислокации перемычки — сужения [31]. Последним обстоятельством объясняется сильная зависимость напряжения поперечного скольжения дислокаций в ГЦК металлах от величины энергии дефектов упаковки. Какой из механизмов, зеегеровский или пайерлсовский, реализуется на опыте, зависит также от условий деформирования. Например, пайерлсовский механизм контролирует аннигиляцию винтовых дислокаций в ОЦК металлах при температурах ниже $0.2 T_m$ [14–16], а при более высоких T можно ожидать, что аннигиляция дислокаций, как и в ГЦК металлах, будет определяться механизмом Зеегера—Вольфа.

В заключение следует заметить, что влияние гидростатического давления на пластическую деформацию кристаллов не ограничивается его влиянием лишь на динамический отдых и аннигиляцию дислокаций. Рост упругих модулей в гидростатически сжатом кристалле и усиление вследствие этого взаимодействия дислокаций с различными препятствиями и друг с другом приводят также к интенсификации процесса размножения дислокаций [5, 37]. Следовательно, давление должно оказывать влияние и на фигурирующие в уравнении (1) коэффициенты размножения дислокаций. В зависимости от характера препятствий, типа и структуры кристалла влияние ВГД на эти коэффициенты и коэффициент аннигиляции дислокаций может сильно варьироваться, что и определяет неоднозначный характер и разную эффективность воздействия гидростатического давления на пластическую деформацию кристаллических материалов.

Список литературы

- [1] Davis L. A., Gordon R. B. // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. N 1. P. 4507—4513.
- [2] Aladag E., Davis L. A., Gordon R. B. // *Phil. Mag.* 1970. V. 21. N 171. P. 469—478.
- [3] Davis L. A. // *Phil. Mag.* 1971. V. 23. N 183. P. 623—632.
- [4] Акимов Г. Я., Стрельцов В. А., Зайцев В. И. // *Физика и техника высоких давлений.* 1981. № 4. С. 50—60; 1982. № 8. С. 65—71.
- [5] Зайцев В. И. *Физика пластичности гидростатически сжатых кристаллов.* Киев: Наукова Думка, 1983. 186 с.
- [6] Hesse J. // *Phys. Stat. Sol.* 1965. V. 9. N 1. P. 209—230.
- [7] Seeger A., Berner R., Wolf H. // *Zs. Phys.* 1959. V. 155. N 2. P. 247—262.
- [8] Fontaine G., Haasen P. // *Phys. Stat. Sol.* 1969. V. 31. N 1. P. K67—K70.
- [9] Haasen P., Davis L. A., Aladag E., Gordon R. B. // *Scripta Met.* 1970. V. 4. N 1. P. 55—56.
- [10] Haasen P. // *J. de Phys.* 1974. V. 35. C-7. P. 167—172.
- [11] Thorton P. R., Mitchell T. E., Hirsch P. B. // *Phil. Mag.* 1962. V. 7. N 74. P. 337—358; N 80. P. 1349—1369.
- [12] Kocks U. F. // *J. Engng. Mater. Technol. (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] Малыгин Г. А. // *ФТТ.* 1987. Т. 29. № 7. С. 2067—2072.
- [15] Малыгин Г. А. // *Phys. Stat. Sol.* (a). 1990. V. 119. N 2. P. 423—436.
- [16] Малыгин Г. А. // *ФТТ.* 1992. Т. 34. № 9. С. 2882—2893.
- [17] Смирнов Б. И. *Дислокационная структура и упрочнение кристаллов.* Л.: Наука, 1981. 232 с.
- [18] Владимирова Г. В., Малыгин Г. А., Рывкина Д. Г. // *ФММ.* 1989. Т. 67. № 2. С. 380—388.
- [19] Mecking H., Lücke K. // *Zs. Metallkund.* 1969. V. 60. N 3. P. 185—195.
- [20] Mecking H., Kocks U. F. // *Acta Met.* 1981. V. 29. N 11. P. 1865—1875.
- [21] Basinski S. J., Basinski Z. S. *Dislocations in Solids* / Ed. F. R. N. Nabarro. 1979. V. 4. P. 261—362.
- [22] Schröter W., Siethoff H. // *Zs. Metallkund.* 1984. V. 75. N 7. P. 482—491.
- [23] Aernoudt E., Gil-Sevillano J. *Constitutive Relations and their Physical Basis* / Ed. S. I. Andersen et al. *Ris o*, 1987. P. 1—38.
- [24] Rollet A. D., Kocks U. F., Embury J. D. et al. *Strength of Metals and Alloys (ICSM-8).* Pergamon Press, 1988. V. 1. P. 433—438.
- [25] Козлов Э. В., Конева Н. А. *Структурные уровни пластической деформации и разрушения* / Под ред. В. Е. Панина. Новосибирск: Наука, 1990. С. 123—186.

- [26] Siethoff H., Behrensmeir R. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 8. P. 3673—3680.
- [27] Siethoff H., Ahlborn K., Brion H. G., Völke J. // Phil. Mag. 1988. V. 57 A. N 2. P. 235—244.
- [28] Haasen P. // J. de Phys. 1989. V. 50. N 18. P. 2445—2454.
- [29] Brion H., Haasen P. // Phil. Mag. 1985. V. 51A. N 6. P. 879—891.
- [30] Мартынов Е. Д., Трефилов В. И., Фирстов С. А., Береснев Б. И., Ю. Н. Рябинин // ДАН СССР. 1967. Т. 176. № 6. С. 1276—1277.
- [31] Wolf H. // Zs. Naturforsch. 1960. V. 15 A. N 3. P. 180—193.
- [32] Галкин А. А., Дулин М. А., Токий В. В. // ФФТ. 1976. Т. 18. N 1. С. 102—107.
- [33] Kocks U. F., Cook R. E., Mulford R. A. // Acta Met. 1985. V. 33. N 4. P. 623—638.
- [34] Малыгин Г. А. // ФММ. 1990. № 5. С. 22—30; 1991. № 7. С. 16—24.
- [35] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 298—300.
- [36] Couret A., Caillard D. // J. de Phys. Sec. III. 1991. N 6. P. 885—907.
- [37] Акимов Г. Я., Стрельцов В. А., Зайцев В. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1547—1549.

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

Поступило в Редакцию
28 мая 1992 г.