

УДК 539.4.015.01

©1993

О МЕХАНИЗМЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ОТДЫХА ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Г.А.Малыгин

Обсуждается механизм динамического отдыха в щелочно-галоидных кристаллах, кривые деформационного упрочнения которых содержат третью стадию упрочнения. При обработке литературных данных по температурным зависимостям напряжений τ_3 начала третьей стадии найдено, что в кристаллах NaCl, KCl и LiF в диапазоне температур $(0.3 - 0.7)T_m$ (T_m — температура плавления) температурные зависимости как и в ГЦК металлах, описываются известным выражением $\ln(\tau_3/\tau_0) \pm (-kT/A) \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})$, где $A = A(\gamma_D)$ — энергетический параметр, связанный с образованием перегиба критического размера на винтовой дислокации в плоскости поперечного скольжения; kT — тепловая энергия; $\dot{\gamma}$ — скорость пластической деформации; τ_0 и $\dot{\gamma}_0$ — постоянные. Найдено, что величина параметра $A/\mu b^3$, как и в ГЦК кристаллах, снижается с ростом энергии дефектов упаковки $\gamma_D/\mu b$ в последовательности KCl, LiF, NaCl, где μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса. На основании проведенного анализа сделан вывод, что динамический отдых в щелочно-галоидных кристаллах обусловлен аннигиляцией винтовых дислокаций механизмом их термоактивированного поперечного скольжения.

Возникновение третьей стадии на кривых пластического течения кристаллов связано с развитием в дислокационной структуре кристалла процесса динамического отдыха. Согласно [1], в металлах с гранецентрированной кубической решеткой динамический возврат обусловлен релаксацией дислокационных скоплений механизмом термоактивированного поперечного скольжения винтовых дислокаций.

Опыт показывает, что кривые деформационного упрочнения щелочно-галоидных кристаллов, таких как NaCl [2] и KCl [3], имеют трехстадийный характер. Кроме того, в [2] найдено, что в хлористом натрии напряжение τ_3 начала третьей стадии снижается с ростом температуры (рис. 1, а, прямая 1) в соответствии с характерной для механизма термоактивированного поперечного скольжения дислокаций температурной зависимостью [1]

$$\ln \frac{\tau_3}{\tau_0} = -\frac{kT}{A} \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}, \quad (1)$$

где τ_0 — напряжение τ_3 при температуре $T \rightarrow 0$; $A = A(\gamma_D)$ — энергетический параметр, связанный с образованием перегиба критического размера на винтовой дислокации в плоскости поперечного скольжения; γ_D — энергия дефектов упаковки в кристалле; $\dot{\gamma}$ — скорость пластической деформации; $\dot{\gamma}_0$ — предэкспоненциальный фактор в аррениусовском выражении для скорости поперечного скольжения дислокаций.

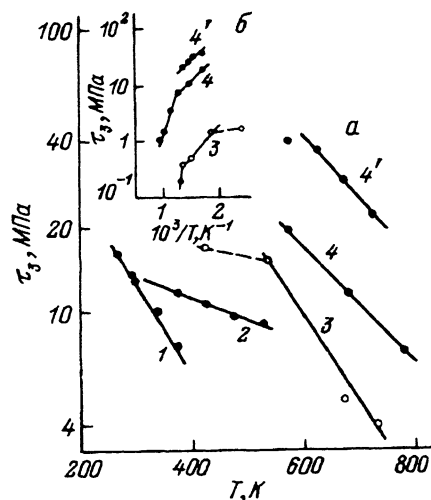


Рис. 1. Температурные зависимости напряжений τ_3 в щелочно-галлоидных кристаллах в полулогарифмических (а) и аррениусовских (б) координатах. 1 — NaCl [2], 2 — KCl [3], 3 — CsI [6], 4 — LiF [5], 4' — [3]. Для кристаллов CsI масштаб напряжений на рис. 1,а увеличен в 10 раз.

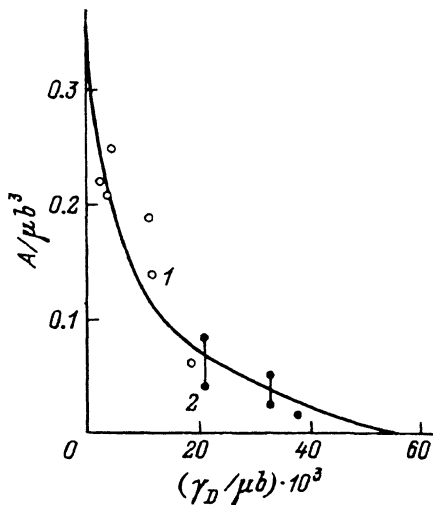


Рис. 2. Зависимость параметра A от энергии дефектов упаковки в ГЦК (1) и щелочно-галлоидных (2) кристаллах. Кривая — расчет [11].

В настоящей работе количественно проанализированы имеющиеся в литературе данные по температурным зависимостям напряжений τ_3 в ряде щелочно-галлоидных кристаллов и сделано сравнение результатов анализа с результатами аналогичного анализа для металлических ГЦК кристаллов [4]. Целью работы является, таким образом, выяснение механизма динамического отдыха в щелочно-галлоидных кристаллах.

Результаты обработки в координатах $\lg \tau_3 - T$ температурных зависимостей напряжений τ_3 в кристаллах KCl [3], LiF [3,5] и CsI [6] приведены на рис. 1,а. Видно, что как и для кристаллов NaCl, температурная зависимость напряжений начала третьей стадии упрочнения в этих кристаллах может быть описана выражением (1). Следует отметить, что в отличие от других щелочно-галлоидных кристаллов йодистый цезий имеет объемно-центрированную кубическую решетку. Особенность динамического отдыха в LiF и CsI состоит в том, что, как видно из рис. 1,а, он наблюдается в этих кристаллах только при достаточно высоких температурах $(0.5 - 0.7)T_m$ (T_m — температура плавления), поскольку при более низких температурах эти кристаллы ввиду их хрупкости трудно деформировать до достижения третьей стадии упрочнения.

Из полученных в [5,6] данных следует также, что в LiF и CsI при температурах выше 750–800 K экспериментальные точки начинают отклоняться от прямых $\lg \tau_3 - T$ в сторону более сильной вариации напряжения τ_3 с температурой. На рис. 1,б приведены результаты обработки зависимостей $\tau_3(T)$ для этих кристаллов в аррениусовских координатах, включая в себя указанные точки (см. также [5–7]). Из этого рисунка видно, что в пределах разброса зависимости $\lg \tau_3 - T^{-1}$ могут быть аппроксимированы прямолинейными отрезками. При температурах $(0.5 - 0.7)T_m$ наклон от-

$A, \text{эВ}$	Кристалл							
	NaCl		KCl		LiF		CsI	
	0.13	0.6	1.2	0.22	0.45	0.15	0.30	
$(A/\mu b^3) \cdot 10^2$	1.8	4.3	8.6	2.7	5.4	3.26	6.52	
$\gamma_D, \text{мДж}\cdot\text{м}^{-2}$	195	161		330		-		
$(\gamma_D/\mu b) \cdot 10^3$	38	21.3		33		-		

резков соответствует энергиям активации 0.2–0.23 эВ, а при $T > 0.7T_m$ — энергиям активации 0.56 эВ (LiF; кривая 4) и 0.63 эВ (CsI [6]). Последние значения близки к энергиям миграции свободных и ассоциированных в комплексы с примесями катионных вакансий соответственно в кристаллах LiF [8] и CsI [6], а также энергии активации отжига краевых диполей в LiF [9]. Что касается энергии активации порядка 0.2 эВ, найденной при более низких температурах, то связь ее с каким-либо физическим процессом не удаётся.

Учитывая это обстоятельство, а для более определенного заключения — что при температурах ниже $0.7T_m$ мы имеем дело с механизмом динамического отдыха, аналогичным механизму отдыха в металлах с ГЦК решеткой, необходимо помимо характерной для этого механизма температурной зависимости напряжений τ_3 (1) установить, насколько найденные по наклону прямых на рис. 1, а параметры A соответствуют энергиям дефектов упаковки γ_D в соответствующих щелочно-галлоидных кристаллах. Для количественной оценки параметра A , кроме температурной, необходимо знать также скоростную зависимость напряжений τ_3 . Поскольку она в кристаллах KCl, LiF и CsI не определялась, то для грубой оценки A можно предположить, что, как и в NaCl, величина скоростного фактора в выражении (1) $\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) = 13$ [2]. Другое предположение состоит в том, что, как и в ГЦК металлах, $\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) \approx 25$ [1]. В таблице приведены значения параметров A , соответствующие как первому (левый столбец), так и второму (правый столбец) предположению. В таблицу включены также значения энергий дефектов упаковки в рассматриваемых кристаллах согласно [10].

Кривая на рис. 2 демонстрирует теоретическую зависимость параметра A от величины энергии дефектов упаковки γ_D для механизма термоактивированного поперечного скольжения винтовых дислокаций в ГЦК кристаллах согласно расчетам [1,11]. Светлыми точками на рисунке обозначены значения A для металлов с ГЦК решеткой, найденные в [4] при количественном анализе механизма динамического отдыха в этих металлах. Видно хорошее соответствие теории и эксперимента. Видно также, что приведенные в таблице оценки параметров A для щелочно-галлоидных кристаллов близки к теоретической зависимости $A(\gamma_D)$ и лежат чуть выше или чуть ниже ее. Из-за отсутствия данных по энергии дефектов упаковки в кристаллах CsI нельзя сделать для них соответствующее сравнение.

Таким образом, результаты количественного анализа механизма динамического отдыха в ряде щелочно-галлоидных кристаллов показывают,

что он, как и в ГПК металлах, контролируется термоактивированным поперечным скольжением винтовых дислокаций.

В [12] при анализе механизма динамического отдыха в металлах с ГПК решеткой было найдено, что зеегеровский вариант этого механизма содержит ряд противоречий и требует уточнения. Согласно [12], непротиворечивое описание третьей стадии упрочнения ГПК кристаллов дает механизм динамического отдыха, обусловленный аннигиляцией винтовых дислокаций в результате их термоактивированного поперечного скольжения. Коэффициент аннигиляции κ_a и напряжение τ_3 начала третьей стадии упрочнения связаны соотношением [4,12]

$$\kappa_a \approx \frac{\theta_2}{\tau_3} = \kappa_0 e^{\frac{kT}{A} \ln \frac{\tau_0}{\tau}}, \quad (2)$$

где θ_2 — коэффициент деформационного упрочнения на втором участке кривой упрочнения, $\kappa_0 = \theta_2/\tau_0$ — коэффициент аннигиляции при $T \rightarrow 0$.

Очевидно, что аннигиляционный механизм динамического отдыха справедлив и для щелочно-галлоидных кристаллов [4]. При более высоких температурах он сменяется статическим механизмом отдыха, связанным с аннигиляцией краевых компонент дислокаций [9].

Список литературы

- [1] Seeger A., Berner R., Wolf H. // Zs. Phys. 1959. V. 155. N 2. P. 247–262.
- [2] Hesse J. // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 9. N 1. P. 209–230.
- [3] Бенгус В.З., Комник С.Н., Левченко В.А. // Сб. «Физика конденсированного состояния». Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1969. № 5. С. 152–169.
- [4] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 10. С. 226–237.
- [5] Бережкова Г.В., Скворцова Н.П. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 400–405.
- [6] Демченко В.В., Урусовская А.А. // Кристаллография. 1991. Т. 36. № 6. С. 1527–1532.
- [7] Urusovskaya A.A., Kyar G.G., Regel V.R., Alekseeva L.I. // Cryst. Res. Technolog. 1984. V. 19. N 12. P. 1631–1639.
- [8] Suptitz P., Teltow J. // Phys. Stat. Sol. 1967. V. 23. N 1. P. 9–14.
- [9] Зимкин И.Н., Малыгин Г.А., Самойлова Т.В., Смирнов Б.И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 2. С. 852–856.
- [10] Haasen P. // J. de Phys. C-4. 1974. V. 35. N 12. P. 167–172.
- [11] Wolf H. // Zs. Naturforsch. 1960. V. 15A. N 3. P. 180–193.
- [12] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 9. С. 203–213.

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

Поступило в Редакцию
22 января 1993 г.