

УДК 548:539

**ВЛИЯНИЕ ВИДА НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА РЕЛАКСАЦИЮ
ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ,
ФОРМИРУЮЩУЮСЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ
МОНОКРИСТАЛЛОВ**

Мацокин Д. В., Пахомова И. Н., Мацокин В. П.

*Харьковский национальный университет имени В.Н Каразина, Харьков, Украина,
matsokin@univer.kharkov.ua***Введение**

Монокристаллы, используемые как элементы современных приборов, зачастую в процессе эксплуатации находятся под действием механических напряжений, под влиянием которых они могут деформироваться. В результате изменения размеров и формы кристаллов их функциональные свойства могут стать другими. По мере протекания пластической деформации дислокации начинают взаимодействовать между собой, что приводит к росту в кристалле дальнедействующих внутренних напряжений σ_i , накопление которых в отдельных областях кристалла может способствовать зарождению трещин критического размера, дальнейший рост которых приводит к разрушению материала. В процессе высокотемпературной деформации рост внутренних напряжений сопровождается релаксационными процессами в дислокационной подсистеме монокристалла, поэтому знания о процессах накопления и релаксации внутренних напряжений необходимы для возможности прогнозирования высокотемпературных прочностных свойств кристаллических твердых тел.

Особенности деформации монокристаллов под действием внешних напряжений σ и релаксация внутренних напряжений при данной исходной дислокационной структуре монокристаллов определяются их кристаллографической спецификой (числом возможных и активных плоскостей легкого скольжения) и видом напряженного состояния. Влияние этих факторов можно выяснить, исследуя анизотропию пластической деформации монокристаллов при их различной ориентации по отношению к внешним напряжениям. Проще всего это сделать для кристаллических структур с ограниченным числом плоскостей легкого скольжения, например, для металлических монокристаллов с ГПУ-решеткой [1,2], в которых имеется одна преимущественная система легкого скольжения. Для кристаллов с большим числом систем легкого скольжения (ГЦК- и ОЦК-решетки, щелочноалюидные кристаллы с решеткой типа NaCl) анизотропию пластической деформации исследовать и анализировать значительно сложнее. Необходимо менять не только ориентацию монокристаллов по отношению к внешней силе, но и вид напряженного состояния.

Из литературы известны экспериментальные работы по ориентационной зависимости пластической деформации металлических монокристаллов, выполненные, в основном, при низких температурах (от температуры жидкого гелия до комнатной температуры) в режиме активного нагружения, в то время как экспериментальные данные об анизотропии пластичности щелочноалюидных монокристаллов с решетками типа CsCl и NaCl, особенно при высоких температурах, практически отсутствуют. Известны отдельные работы по высокотемпературной анизотропии пластичности в режиме активного нагружения кристаллов CsJ [3] и в процессе ползучести монокристаллов CsJ[4], KCl и NaCl [5].

В реальных кристаллах распределение внутренних напряжений неоднородно как по величине, так и по знаку, и дислокация движется в поле локальных эффективных напряжений. В виду немногочисленности исследований релаксации внутренних напряжений в процессе высокотемпературной ползучести нами были проведены экспериментальные исследования особенностей их релаксации в щелочногалоидных монокристаллах NaCl и KCl в процессе ползучести при высоких температурах ($0,6T_{пл} < T < 0,92T_{пл}$), когда активно протекают процессы возврата. В подавляющем числе работ, в которых измерялись средние внутренние напряжения, исследовалась стадия стационарной ползучести с постоянной скоростью деформации. Нами были проведены исследования на стадии неустановившейся ползучести, когда изменения в дислокационной структуре монокристаллов происходят наиболее интенсивно.

Методика эксперимента

Объектом исследования были монокристаллы NaCl и KCl с исходной плотностью дислокаций $\rho_0 \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ и средним размером блоков $L \approx 10^{-3} \text{ м}$. Дислокационная структура кристаллов до и после деформации выявлялась методом избирательного травления.

Деформация в режиме ползучести при напряжениях σ , достаточных для образования новых дислокаций при температуре эксперимента, осуществлялась двумя способами: I – по схеме одноосного сжатия монокристаллов в форме прямоугольных призм, когда напряжения однородны по сечению кристалла, и II – по схеме чистого изгиба тонких монокристалльных пластинок, когда величина и знак напряжений меняются по их сечению. В первом случае использовались кристаллы двух ориентаций: напряжение прикладывалось или вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (кристаллы типа А) или вдоль $\langle 111 \rangle$ (кристаллы типа В). Во втором случае изгиб кристалла происходил вокруг оси $\langle 100 \rangle$, но нагрузка прикладывалась или к плоскости скола $\{100\}$ (кристаллы типа С) или к плоскости $\{110\}$ (кристаллы типа D).

В виду сложности и непредсказуемости распределения в кристалле внутренних напряжений обычно рассматриваются усредненные по объему кристалла внутренние напряжения, величину которых можно определить экспериментально.

Существует два наиболее надежных метода [6] определения величины средних внутренних обратных напряжений σ_i . В первом из них на определенной стадии деформации кристаллов (при постоянной скорости деформирования или при постоянном напряжении) производят быструю разгрузку образца и, поддерживая постоянную его длину, следят за релаксацией напряжений со временем. Во втором методе на любом этапе ползучести уменьшают напряжения на величину $\Delta\sigma$ и, сохраняя напряжения на новом уровне, определяют зависимость деформации от времени.

При малом значении $\Delta\sigma$ быстрое уменьшение σ вызывает положительную деформацию (в направлении приложенной нагрузки) с меньшей скоростью, чем до сброса нагрузки; при большом $\Delta\sigma$ – отрицательную деформацию. Когда новый уровень напряжений соответствует величине σ_s , то мгновенное значение эффективных напряжений $\sigma_{eff} = \sigma - \sigma_i$, контролирующих скорость скольжения дислокаций, равно нулю, вследствие чего некоторое время скорость деформации кристалла также равна нулю. Если могут происходить процессы возврата, из-за чего внутренние напряжения уменьшаются со временем, то через некоторое время наблюдается опять положительная деформация. Второй метод определения внутренних напряжений более надежен и прост в реализации, т.к. не требует поддержания (после частичной разгрузки) постоянной длины образца. Этим методом, в основном, были определены средние внутренние напря-

жения и их зависимость от величины внешних напряжений и температуры для ряда металлических поликристаллов и сплавов [7] и ионных монокристаллов с решеткой типа CsCl (CsI-Tl) [4] на стадии стационарной ползучести. В данной работе мы также определяли средние внутренние напряжения этим методом.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Высокотемпературная ползучесть монокристаллов KCl и NaCl характеризуется существенно нелинейной зависимостью скорости деформации на неустановившейся стадии от величины внешних напряжений $\epsilon(\sigma)$ с эффективной энергией активации $U = 1,2 \pm 0,8$ эВ, уменьшающейся с ростом σ , и активационным объемом $V \approx 6 \cdot 10^{-26}$ м³.

Представленные на рис. 1 кинетические кривые ползучести монокристаллов KCl при сжатии наглядно демонстрируют анизотропию высокотемпературной деформации.

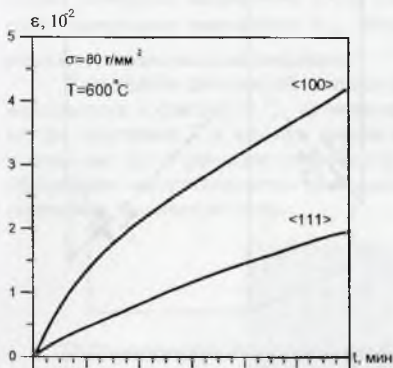


Рис. 1. Анизотропия ползучести монокристаллов KCl при одноосном сжатии.

Если кристалл деформировать параллельно оси $\langle 111 \rangle$ (кристаллы типа В), то во всех системах легкого скольжения $\langle 110 \rangle \{110\}$ приведенные сдвиговые напряжения $\sigma_n = \alpha \sigma$ равны 0, так как ориентационный фактор Шмида $\alpha = 0$ ($\alpha = \cos \phi \cos \theta$, ϕ — угол между вектором Бюргера дислокаций в указанной системе скольжения и направлением внешней силы \vec{f} , θ — угол между нормалью к плоскостям скольжения и \vec{f}). В кристаллах типа А $\alpha = 0,5$ в четырех плоскостях легкого скольжения (рис. 2). Поэтому, естественно, скорость ползучести $\dot{\epsilon}_{100} > \dot{\epsilon}_{111}$, когда дислокации в системах легкого скольжения не движутся.

Кристаллы типа А при высоких температурах могут деформироваться диффузионно. Однако наблюдаемая экспериментально скорость ползучести $\dot{\epsilon}_{111}$ на несколько порядков превышает скорость ползучести, оцененную по диффузионным механизмам. Можно сделать вывод, что в монокристаллах NaCl, когда образование и перемещение дислокаций в системах легкого скольжения $\langle 110 \rangle \{110\}$ происходит не может, вступает в действие система $\langle 110 \rangle \{100\}$.

В одной из ранних работ Gilman [8] при исследовании пластической деформации в режиме активного нагружения показал, что при кручении выколотых по спайности монокристаллов LiF действительно возникают и движутся дислокации в направлениях $\langle 110 \rangle$ в плоскостях $\{100\}$. В [9] также фиксировалась указанная система скольжения при активной деформации монокристаллов KCl в интервале температур 77–650 К сжатием в направлении $\langle 111 \rangle$. В обоих случаях предел текучести более чем на порядок превышал предел текучести при деформации в системе легкого скольжения. При высокотемпературной ползучести монокристаллов NaCl ориентации $\langle 111 \rangle$ в наших опытах, видимо, ситуация подобная.

Следствием затрудненных условий деформирования кристаллов типа В по сравнению с кристаллами типа А является меньший уровень внутренних обратных напряжений при всех исследованных температурах (рис. 3). Величина внутренних напряжений пропорциональна величине внешних напряжений σ [10].

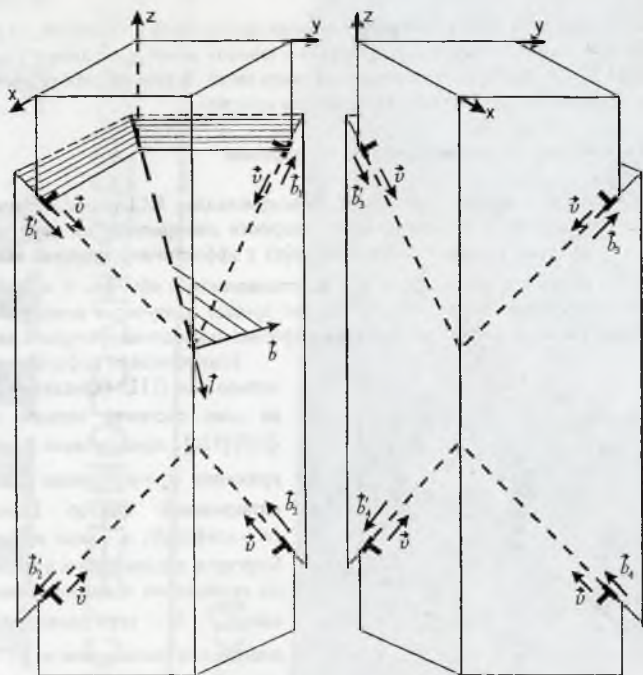


Рис. 2. Схема деформации кристаллов при сжатии вдоль направления [001].

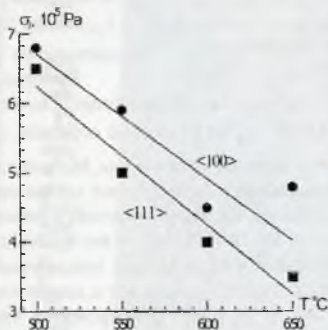


Рис. 3. Зависимость величины внутренних напряжений от температуры. $\sigma = 0,8$ МПа.

Различия в характере деформации кристаллов А и В проявляют себя в формирующихся в процессе высокотемпературной ползучести дислокационных структурах. В первом случае формируется развитая блочная структура с практически однородной плотностью хаотически расположенных внутриблочных дислокаций. Во втором – наблюдаются: начальная стадия образования незавершенных криволинейных границ [11];

локальные области с высокой плотностью дислокаций, практически не меняющие свою структуру; локальные области переориентации кристаллической решетки на несколько градусов [10]. Устойчивые к перестройке одиночные дислокации, по-видимому, являются ансамблем сидячих дислокаций, образовавшихся в результате дислокационных реакций типа $\bar{b}_1 + \bar{b}_2 = \bar{b}$ (см. рис. 2, на котором пунктиром показана линия образовавшейся в результате реакции сидячая краевая дислокация, плоскость скольжения которой частично заштрихована).

При изгибе кристаллов типа С силой, приложенной в направлении OZ нормальные компоненты тензора деформации σ_{xx} вызывают сдвиговые напряжения, равные $0,5\sigma_{xx}(z)$, в двух плоскостях легкого скольжения в кристаллах KCl , а именно, в плоскостях (011) и $(01\bar{1})$. В кристаллах типа D, когда указанные выше плоскости расположены параллельно и перпендикулярно направлению внешней силы, компонента σ_{xx} не создает сдвиговых напряжений в этих плоскостях, но в плоскости (011) (XOY) возникают касательные напряжения σ_{xy} , которые равны нулю на внешних поверхностях пластинки и максимальны посередине.

Зарождение дислокаций начинается там, где величина сдвиговых напряжений максимальна: в кристаллах С - на внешней поверхности пластинки, а в кристаллах D - внутри пластинки. Так как при одинаковой величине напряжений, как известно [1], дислокации легче зарождаются на поверхности кристалла, то в виду затруднения их образования внутри пластинки кристаллы типа D деформируются, как следует из эксперимента, значительно хуже.



Рис. 4. Дислокационная структура монокристалла KCl типа D после изгиба.
 $T = 650^\circ C, t = 3$ часа.

Дислокационная структура кристаллов С подобна структуре предварительно изогнутого и отожженного щелочногалоидного кристалла: сетка полигональных границ. На начальной стадии деформации кристаллов D образуются вблизи середины пластинки линии скольжения (011) . По мере протекания деформации формируются новые, параллельные начальной, линии скольжения, и вступают в действие под влиянием напряжений $\nu\sigma$ (ν - коэффициент Пуассона) с поверхности 4 других плоскости скольжения: $(10\bar{1}), (101), (1\bar{1}0), (110)$, которые при высоких температурах формируют обычные полигональные границы. В местах пересечения плоскости (011) с указанными четырьмя плоскостями образуются сидячие дислокации согласно реакции типа

$a/2[01\bar{1}] + a/2[101] = a/2[110]$, сопровождающейся выигрышем упругой энергии. Из рис. 4 видно, что в местах пересечения трех параллельных плоскостей (011) (на фотографии расположены горизонтально) с дислокациями других систем обнаруживаются скопления хаотически расположенных дислокаций, которые по мере увеличения деформации расширяются к поверхности пластинки и формируют упорядоченный устойчивый к отжигу ансамбль сидячих дислокаций [12], занимающий практически весь объем продеформированного кристалла. Эффективности протекания дислокационных реакций в кристаллах типа D по сравнению с деформированными сжатием монокристаллами, на наш взгляд, их меньшей подвижностью, в результате чего дислокационные реакции между непараллельными дислокациями успевают произойти. Можно сделать вывод, что при анализе возможности протекания дислокационных реакций кроме энергетического критерия Франка [1] и гибкости дислокационных линий необходимо учитывать ещё и временной фактор.

Список литературы

1. Дж. Фридель. Дислокации // М.: Мир.-1977, 644 с.
2. Ф.Р.Н.Набарро, З.С.Базинский, Д.Б.Холт. Пластичность чистых монокристаллов // М.: Металлургия.- 1967, 214 с.
3. В.В.Демченко, Я.А.Струк, А.А.Урусовская // Кристаллография.- 1990.-Т.35.- С.1187.
4. V.P.Matsokin, V.I.Kibets, A.B.Maznichko // Functional Materials.- 1994.- V. 1, N.1.- P.68.
5. D.V.Matsokin, I.N.Pakhomova, V.P.Matsokin // Functional Materials.- 2005.- V. 12, N.4.- P. 652.
6. G.N.Ahlquist, W.D.Nix // Acta Metallurgica.- 1971.- V.19.-P. 373.
7. В.М.Розенберг // Металловедение и термическая обработка.- 1973.- Т.6.- С. 89.
8. J.J.Gilman // Acta Metallurgica.- 1959.- V.7.- P. 608.
9. В.Ф.Гайдученя, О.С.Горбач, М.П.Шаскольская // Сб.: Динамика дислокаций. 1968.- Харьков, ФТИИТ.- С. 129.
10. V.P.Matsokin, I.N.Pakhomova, // Functional Materials.- 2006.- V. 13, N.4.- P. 600.
11. Д.В.Мацоккин, И.Н.Пахомова // Вісник Харківського національного університету.- 2005.- № 651, Серія "Фізика", в. 8.- С. 136.
12. В.П.Мацоккин // УФЖ.- 1969.- Т.14.- С. 431.

УПРОЧНЕНИЕ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ ПУТЕМ СОЗДАНИЯ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРЫ АККУМУЛИРУЕМОЙ ПРОКАТКОЙ С СОЕДИНЕНИЕМ

Рудской А. И., Коджаспиров Г. Е., Сосин Д. В., Сосин С. В.

Развитие нефтегазовой отрасли увеличивает требования к прочности трубопроводов для транспортировки нефти и газа, что определяет приоритетное направление развития отечественной металлургии. На сегодняшний день наибольшее применение, для изготовления нефте- и газопроводов, получили высокопрочные низколегированные малоуглеродистые стали типа HSLA. На протяжении многих лет наблюдается постоянный рост требований к комплексу механических и технологических свойств труб и соответственно стали для их изготовления. Одним из наиболее перспективных путей повышения качества листовой стали, предназначенной для изготовления газо- и нефтепроводных труб, является создание ультрамелкозернистой структуры готового проката, кото-