

Динамический возврат и кинетика релаксации напряжений в кристаллах при низких и высоких гомологических температурах

© С.В. Лубенец

Физико-технический институт низких температур Национальной академии наук Украины,

61103 Харьков, Украина

E-mail: lubenets@ilt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 15 мая 2001 г.)

В экспериментах по релаксации напряжений обнаружено, что в кристаллах NaCl с нарушенным шлифовкой поверхностным слоем пластическое течение при низкой гомологической температуре $T/T_M = 0.28$ (где T_M — температура плавления) и общей деформации, далекой от стадии III кривой упрочнения, происходит с заметным вкладом процессов динамического возврата, что характерно для более высоких температур. Изучена кинетика релаксации эффективных и дальнедействующих напряжений. Проведено сравнение с поведением нешлифованных кристаллов NaCl при той же температуре, а также с поведением поликристаллических образцов сплава In–4.3 at.%Cd, деформированных при $T/T_M = 0.7$, когда динамический возврат протекает в полной мере и проявляется не только в релаксационных экспериментах, но и в форме деформационных кривых.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Швейцарского национального научного фонда (грант N 7UKPJ048645).

Процесс пластического течения кристаллов сопровождается непрерывным изменением плотности структурных дефектов. Их накопление проявляется в виде деформационного упрочнения, которое требует увеличения механического напряжения для продолжения деформации. Однако в общем случае всегда параллельно с упрочнением происходит разупрочнение (динамический возврат), обусловленное неустойчивостью дефектной структуры и стремлением системы к минимуму связанной с дефектами внутренней энергии. Результирующая плотность дефектов определяется балансом между количеством дефектов, возникших в результате деформации, и количеством дефектов, выбывших из "игры" путем аннигиляции или формирования низкоэнергетических структур при динамическом возврате.

Хотя деформационное упрочнение и разупрочнение в основном обусловлены междислокационными взаимодействиями, между ними имеется принципиальное различие: первое является атермическим, второе — существенно термоактивируемое [1]. Одновременная реализация противоположных тенденций (упрочнения и разупрочнения), протекающих в дислокационной подсистеме, определяет особенности пластического течения кристаллов. Их относительный вклад в динамику и кинетику деформации зависит от многих факторов, но основными являются степень деформации, плотность дефектов, скорость и температура деформирования. При больших плотностях дислокаций и точечных дефектов увеличивается вероятность их аннигиляции и перераспределения, а уменьшение скорости деформации и повышение температуры активизируют эти процессы. Режим атермического упрочнения в монокристаллах характерен для первых двух стадий деформационной кривой, а эффекты динамического возврата усиливаются при подходе к стадии III и преобладают на этой стадии деформации [1,2].

Если динамический возврат становится существенным, то пластическое течение кристаллов приобретает ряд особенностей: 1) появляется температурная зависимость коэффициента деформационного упрочнения; 2) нарушается закон Коттрелла–Стокса и согласованное с ним уравнение Аррениуса; 3) изменяется зависимость скоростной чувствительности напряжения течения от напряжения (график Хаазена становится нелинейным) [1]. Наиболее отчетливо эти особенности фиксируются на стадии III, где эффективный коэффициент деформационного упрочнения $\theta \equiv d\sigma/d\varepsilon$ (σ и ε — нормальные напряжение и деформация) уменьшается с деформацией, а при высоких температурах θ принимает отрицательные значения почти сразу же после упругого участка деформации [3].

Однако, пожалуй, наиболее надежным и простым индикатором начальных стадий динамического возврата являются кривые релаксации деформирующих напряжений [4], причем, как показано далее, даже вдали от стадии III деформации и при низких температурах. В настоящей работе установлено, что весьма полезную информацию о процессах возврата дает также изучение кривых выхода на устойчивое течение при повторном нагружении. На этот завершающий этап эксперимента по релаксации, насколько нам известно, внимания никто не обращал. Информативность метода релаксации напряжений для изучения качественных и количественных особенностей пластической деформации в условиях динамического возврата в данной работе продемонстрирована в экспериментах на монокристаллах NaCl при температуре $T = 300$ К. Для NaCl комнатная температура достаточно низкая (гомологическая температура эксперимента $T/T_M = 0.28$), и процессы отжига деформационных дефектов еще сильно заторможены. Для сравнения некоторые опыты были выполнены на поликристаллах сплава In–4.3 at.%Cd (далее In–Cd), поскольку в данном

случае $T = 300\text{ K}$ является высокой ($T/T_M = 0.7$) и отжиг дефектов структуры должен активизироваться в полной мере. Результаты на монокристаллах чистого In (в работе не приводятся) практически не отличаются от полученных на сплаве In–Cd.

1. Методика эксперимента

Кристаллы NaCl были выращены из сырья "для оптических монокристаллов". Образцы размером $8 \times 8 \times 24\text{ mm}$ выкалывались по плоскостям спайности из крупного блока, предварительно отожженного при температуре $(3/4)T_M$, и дополнительному отжигу не подвергались (образцы NaCl). У части образцов боковые грани шлифовались наждачной бумагой с размером абразивного зерна $200\text{ }\mu\text{m}$ (образцы NaCl*).

Образцы сплава In–Cd приготавливались из отливки путем прокатки, вырезания иковки до размеров $3 \times 3 \times 9\text{ mm}$ [5]. После такой механической обработки образцы отжигались на воздухе при температуре $(4/5)T_M$ в течение 8 h. Размер зерна составлял 1.5–2 мм.

Исследуемые образцы деформировались при комнатной температуре сжатием на деформационной машине МРК-1 конструкции ФТИНТ НАНУ при скорости перемещения тяги $\dot{y} = 1.52 \cdot 10^{-3}\text{ mm/s}$. Диаграммы деформации одновременно записывались на самописце КСП-4 в координатах нагрузка–время $P(t)$ и на самописце Н-307 в координатах нагрузка–смещение тяги $P(y)$. Эксперименты по релаксации напряжений включали три этапа: 1) нагружение образца до заданной величины деформации с постоянной скоростью сжатия; 2) собственно релаксация напряжений на протяжении заданного времени при выключенной тяге; 3) повторное нагружение с прежней скоростью. Эта процедура повторялась многократно по мере увеличения деформации. Записанные кривые обрабатывались графически для построения зависимостей нормальное напряжение–нормальная деформация сжатия $\sigma(\varepsilon)$, напряжение–время $\sigma(t)$ и напряжение–скорость изменения напряжения $\sigma(\dot{\sigma})$.

2. Результаты экспериментов и обсуждение

2.1. Диаграммы деформации. Кривые напряжение–деформация $\sigma(\varepsilon)$ образцов NaCl и NaCl* в области $\varepsilon \lesssim 3\%$ показаны на рис. 1. Качественно они мало отличаются друг от друга. Эффективный коэффициент упрочнения в пределах от 0.3 до 2% деформации (стадия I) практически одинаков: $\theta = d\sigma/d\varepsilon \simeq 100\text{ МПа}$ или $d\tau/d\gamma \simeq \mu/600$ (τ и γ — сдвиговые напряжение и деформация, а μ — модуль сдвига в системе скольжения (110)[110]). После деформации 2–2.5% при переходе к стадии II θ начинает плавно увеличиваться.

Основное отличие деформационных кривых наблюдается на начальном этапе пластического течения вблизи предела текучести. Постепенный переход от упругого

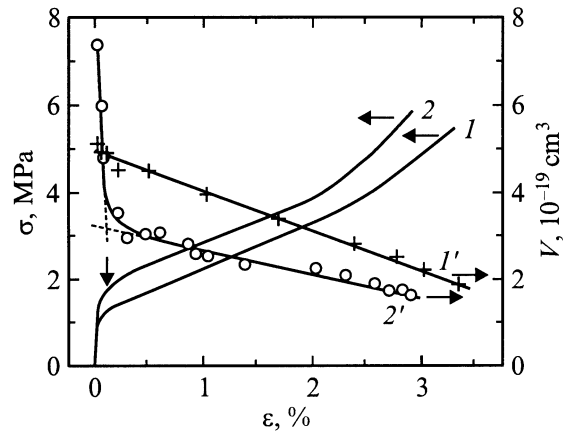


Рис. 1. Диаграммы напряжение–деформация (1, 2) и зависимости активационного объема V от деформации (1', 2') для образцов NaCl (1, 1') и NaCl* (2, 2'). σ, ε — нормальные напряжение и деформация.

участка к деформации с постоянной скоростью упрочнения (от микро- к макропластическому течению) в образце NaCl* усложняет процедуру определения его предела текучести. Согласно [6–8], достаточно точное значение предела текучести можно установить по зависимости активационного объема от деформации $V(\varepsilon)$. На рис. 1 такие зависимости приведены. Активационный объем определялся по начальному участку кривых релаксации напряжений: $V = kT(\Delta \ln |\dot{\tau}| / \Delta \tau)$ ($\dot{\tau}$ — скорость изменения сдвигового напряжения). Видно, что зависимость $V(\varepsilon)$ для образца NaCl* четко разбивается на две области. Область малых деформаций, где активационный объем резко уменьшается с ростом деформации, соответствует микропластичности, которая связана с движением малого количества быстрых дислокаций, а вторая область — медленного изменения активационного объема — отвечает макропластичности, обусловленной крупномасштабным размножением дислокаций. Пересечение двух участков зависимости $V(\varepsilon)$ дает величину деформации начала макротечения и, следовательно, предела текучести (отмечено вертикальной стрелкой на рис. 1). Активационный объем образца NaCl линейно убывает с деформацией без каких-либо особенностей в переходной области, которая в целом занимает в данном случае меньшую долю деформации. Более высокие значения по сравнению с активационным объемом образца NaCl* связаны с меньшей плотностью дислокаций [9,10].

Предел текучести образца NaCl* с нарушенным поверхностным слоем, который создает сильные препятствия для выхода дислокаций из объема, почти на 70% выше, чем предел текучести образца NaCl. Природа этого эффекта обсуждалась в работах [9–11]. Как показано далее, скольжение в стесненных условиях проявляется не только в общем повышении предела текучести и деформирующего напряжения, но и в существенном изменении кинетики релаксации напряжений во всем интервале деформации.

Кривые напряжение–деформация $\sigma(\epsilon)$ поликристаллических образцов In–Cd принципиально отличаются от показанных на рис. 1. В данном случае эффективный коэффициент упрочнения уменьшается по мере роста деформации, как и следовало ожидать для пластического течения при высокой гомологической температуре. Процессы динамического возврата особенно хорошо регистрируются в опытах по релаксации напряжений. Глубина релаксации может достигать 50% и более от напряжения начала релаксации σ_{OR} , а сама релаксация напряжения затухает очень медленно. После повторного нагружения переход от упругой деформации к пластическому течению начинается при напряжениях σ_{ER} , существенно меньших σ_{OR} , а продолжение деформации происходит с меньшим по сравнению с начальным коэффициентом упрочнения.

Следует отметить, что в кристаллах NaCl и в сплавах In–Cd реализуются два совершенно различных вида деформации: в первом случае это строго кристаллографическое скольжение в матрице, во втором с самого начала наблюдается суперпозиция скольжения и двойникования в матрице и скольжения по границам зерен с макроскопическим разворотом их относительно друг друга и образованием рельефа на гранях образца. При этом, однако, оказывается, что качественно релаксация напряжений в кристалле NaCl* и в сплаве In–Cd протекает подобным образом с явными признаками разупрочнения в ходе релаксации. Наличие большого числа каналов для релаксации внутренних напряжений в последнем случае, по-видимому, сказывается на количественных характеристиках процесса динамического возврата.

2.2. Релаксация напряжений. На рис. 2 показаны участки диаграмм деформации образцов NaCl и NaCl* (рис. 2, *a*) и образца сплава In–Cd (рис. 2, *b*) с записью экспериментов по релаксации напряжений ($1-6$ — NaCl*, $1'-3'$ — NaCl) и по изменению скорости деформации $\dot{\gamma} \rightarrow 0.1\dot{\gamma}$ (7 — NaCl*). В кристаллах NaCl обнаруживается послерелаксационный зуб текучести, свидетельствующий о протекании динамического деформационного старения (ДДС) в ходе релаксации напряжений. Хотя кристаллы были выращены из довольно чистого сырья, тем не менее концентрация примесей оказывается достаточной для закрепления подвижных дислокаций. Напряжение старта для них при повторном нагружении повышается, а дальнейшее движение происходит в прежнем дорелаксационном режиме. ДДС было детально изучено нами на кристаллах сплавов на основе индия [12–14].

Необычной особенностью диаграмм релаксации напряжений в образце NaCl* является то, что послерелаксационный зуб текучести (3 на рис. 2, *a*) или площадка текучести ($4, 5$ на рис. 2, *a*) наблюдаются при напряжениях, меньших, чем напряжение начала релаксации σ_{OR} . Выход на режим пластического течения с установившимся коэффициентом деформационного упрочнения при повторном нагружении занимает конечное время, причем это время (или соответствующая деформация)

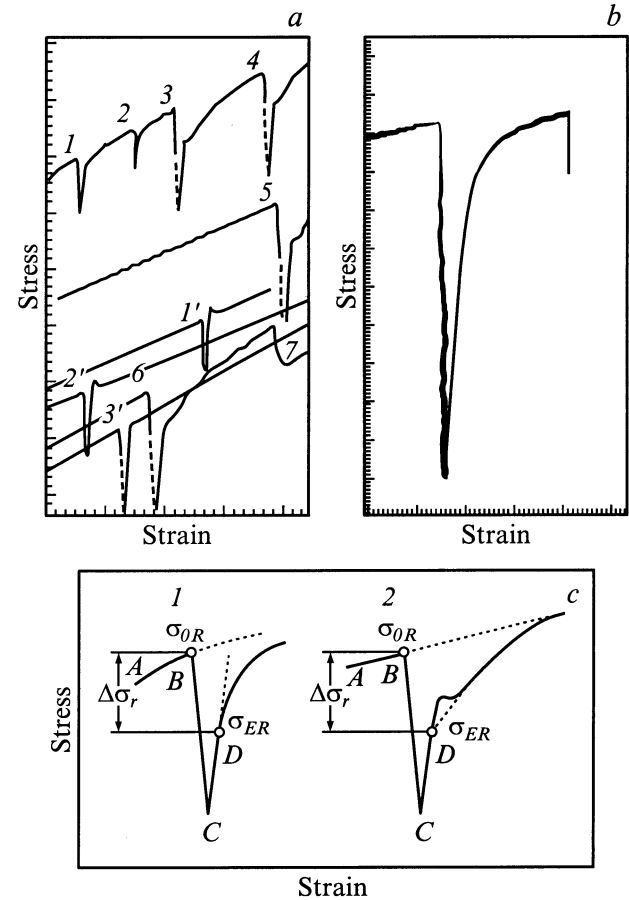


Рис. 2. Участки диаграмм напряжение–деформация с записью релаксации напряжений: *a* — образцы NaCl ($1' \rightarrow 3'$ — увеличение деформации) и NaCl* ($1 \rightarrow 6$ — увеличение деформации, длительность релаксации напряжений разная; 7 — скачок скорости деформации, задаваемой машиной, $\dot{\gamma} \rightarrow 0.1\dot{\gamma}$); *b* — поликристалл In–Cd; *c* — схема, поясняющая измерение величины разупрочнения в процессе релаксации напряжений в In–Cd (1) и NaCl* (2).

увеличивается по мере роста общей деформации образца (ср. 3 и 6 на рис. 2, *a*). Заметим, что скоростная чувствительность деформирующего напряжения как в образце NaCl, так и в образце NaCl* остается положительной на протяжении всей кривой $\sigma(\epsilon)$ (7 на рис. 2, *a*).

Описанная выше особенность послерелаксационной деформации свидетельствует о том, что в ходе релаксации напряжений в образце NaCl* на фоне обычного деформационного упрочнения идут два процесса, один из которых (ДДС) приводит к упрочнению и появлению площадки или зуба текучести, а второй (динамический возврат) — к разупрочнению. Несмотря на то что эксперименты проводились при низкой гомологической температуре $T/T_M = 0.28$, условия, как видно, способствовали достаточно эффективному примесно-дислокационному (упрочняющему) взаимодействию (ДДС) и реализации междислокационного взаимодействия, результатом которого было уменьшение внутренних напряжений. Дина-

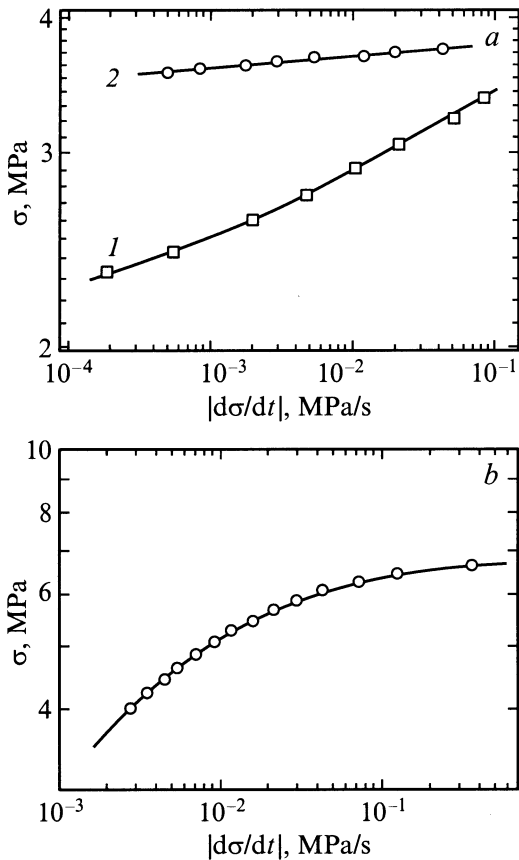


Рис. 3. Релаксационные кривые в координатах $\lg \sigma - \lg |d\sigma/dt|$, полученные на образцах NaCl (1) и NaCl* (2) при деформации $\varepsilon \approx 2\%$ (a) и на образце In-Cd при деформации $\varepsilon = 3.3\%$ (b).

мический возврат в кристалле NaCl* осуществляется, очевидно, благодаря высокой плотности дислокаций, особенно в приповерхностных слоях, при малой величине общей деформации образца [9,10].

Неудивительно, что разупрочнение в ходе релаксации напряжений отчетливо наблюдается в образце In-Cd (из-за высокого значения гомологической температуры: $T/T_M = 0.7$). В данном случае нет условий для образования устойчивых примесных атмосфер на дислокациях, и процессы динамического возврата в дислокационной подсистеме, стимулируемые термической активацией, происходят в чистом виде. Дислокационная структура, формирующаяся при активной деформации, имеет возможность частично видоизменяться либо благодаря высокой температуре, как в сплаве In-Cd, либо вследствие высокой плотности дислокаций, как в образце NaCl*.

Упрочнение и разупрочнение, естественно, должны проявиться не только в послерелаксационных эффектах, но и в кинетике релаксации напряжений.

Кривые релаксации напряжений в кристаллах NaCl при деформации $\varepsilon \approx 2\%$ (стадия I на кривых $\sigma(\varepsilon)$, рис. 1) и в поликристалле In-Cd при деформации $\varepsilon \approx 3.3\%$ показаны на рис. 3 в координатах $\lg \sigma - \lg |\dot{\sigma}|$. Такие

координаты выбраны не случайно. Используя эксперименты по релаксации напряжений, поставленные в специальных условиях, которые позволяли записывать данные $\sigma(t)$ с высокой точностью даже при скоростях деформации $\sim 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, Харт [15,16] (см. также обзор [17]) предложил систематическое описание поведения ряда структурно-стабильных металлов и сплавов при деформации в терминах непосредственно измеряемых величин σ и $\dot{\sigma}$. Позже аналогичные эксперименты были проведены на щелочно-галогидных кристаллах [18]. Из этих экспериментов и феноменологической теории Харта [15,16] следует, что кривые релаксации в указанных координатах имеют существенно разную кривизну в зависимости от температуры (или скорости) деформации, что предопределяется различием механизмов, контролирующих пластическое течение. В низкотемпературной (НТ) области доминируют чисто дислокационные механизмы (скольжение дислокаций), в то время как в высокотемпературной (ВТ) подключаются и преобладают диффузионно-дислокационные процессы. Собственно НТ-кривые $\lg \sigma - \lg \dot{\varepsilon}$ ($\dot{\varepsilon} \sim |\dot{\sigma}|$) таковы, что производная $\nu = (\partial \lg \sigma / \partial \lg \dot{\varepsilon})|_{T, \varepsilon}$ (скоростная чувствительность) растет с увеличением напряжения (или скорости деформации), а в случае ВТ-кривых эта производная увеличивается с уменьшением σ (или $\dot{\varepsilon}$). В промежуточной области, когда действуют оба типа механизмов, зависимость $\lg \sigma - \lg \dot{\varepsilon}$ могут иметь переменную кривизну или быть прямолинейными.

Подчеркнем, что такой характер кривых релаксации напряжений предсказан для условий, когда пластическая деформация и соответственно изменение структуры в ходе релаксации пренебрежимо малы. Набарро [17] обратил внимание на то, что ВТ-область благоприятна для процесса динамического возврата, когда уже нельзя считать релаксационную деформацию малой, а структуру неизменной. Участие динамического возврата приводит к увеличению скоростной чувствительности ν , особенно на медленной стадии релаксации.

Отмеченные особенности кривых $\lg \sigma - \lg |d\sigma/dt|$ ($d\sigma/dt \equiv \dot{\sigma}$) видны из рис. 3: образец NaCl проявляет типичное НТ-поведение (кривая 1 на рис. 3, a), образец NaCl* — промежуточное поведение (кривая 2 на рис. 3, a), а образец In-Cd — типичное ВТ-поведение (рис. 3, b), причем в последних двух случаях это обусловлено существенным влиянием динамического возврата. В [18] было установлено, что изученные авторами кристаллы NaCl (и NaF) характеризовались промежуточным поведением, когда кривые релаксации $\lg \sigma - \lg \dot{\varepsilon}$ были близки к прямым и в отличие от наших экспериментов на образце NaCl* релаксация протекала в условиях постоянства структуры, т. е. в полном соответствии с моделью Харта [15,16].

Эксперименты по релаксации напряжений дают возможность не только качественно обнаружить протекание динамического возврата в процессе деформации, но и определить характеристики деформационного упрочнения и разупрочнения. Воспользуемся уравнением релак-

сации напряжений, полученным в [19],

$$\Delta\sigma = \frac{kT}{V} \frac{1}{1 + \theta_h/M} \times \ln \left[\frac{\dot{\varepsilon}_0(1 + \theta_h/M)}{r/M} \left(\exp \frac{rV}{kT} t - 1 \right) + 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь $\Delta\sigma = \sigma_{OR} - \sigma(t)$, где первый член представляет напряжение начала релаксации, а второй — текущее напряжение, $\dot{\varepsilon}_0$ — скорость пластической деформации в начале релаксации в точке *B* на схеме рис. 2, *c*. Значение $\dot{\varepsilon}_0$ вычисляли как по участку активной деформации, так и по релаксационной кривой $\lg|\dot{\sigma}| - \sigma$. Величина *M* соответствует жесткости системы машина-образец, которую экспериментально определяли по наклону упругого участка кривой выхода из релаксации после повторного нагружения образца (участок *CD* на рис. 2, *c*). Это уравнение получено в [19] в предположении, что в условиях динамического возврата во время релаксации меняется не только эффективное напряжение σ^* , но и дальнедействующее σ_μ , причем

$$d\sigma_\mu = \theta_h d\varepsilon - r dt. \quad (2)$$

Здесь $\theta_h = (\partial\sigma_\mu/\partial\varepsilon)_T$ — коэффициент деформационного упрочнения, а $r = -(\partial\sigma_\mu/\partial t)_{\varepsilon,T} > 0$ — скорость возврата. Тогда эффективный коэффициент деформационного упрочнения, определяемый по кривой деформации при заданной температуре *T* и скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}_0$, равен

$$\theta = \left. \frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon} \right|_{\varepsilon,T} = \theta_h - \frac{r}{\dot{\varepsilon}_0} \quad (3)$$

и, следовательно, $\theta < \theta_h$.

Выражение (1) переходит в обычное уравнение релаксации при малых *r*, когда динамический возврат заметной роли не играет, а также при малых временах. Последнее означает, что начальный участок кривой релаксации позволяет определить величину активационного объема, характеризующего процесс пластической деформации даже в условиях динамического возврата. Последующая кинетика релаксации напряжений существенно определяется кинетикой разупрочнения, т.е. изменением дислокационной структуры (и соответственно величины внутренних дальнедействующих напряжений).

На рис. 4 показаны кривые релаксации напряжений в образце NaCl* (рис. 4, *a*; продолжительность релаксации 80 s) и в образце In–Cd (рис. 4, *b*; продолжительность релаксации 300 s). Сплошные линии отвечают уравнению (1). Значения параметров уравнения

Значения параметров уравнения (1) для кристалла NaCl* и образца In–Cd

Образец	<i>M</i> , МПа	$\dot{\varepsilon}_0$, s ⁻¹	<i>V</i> , см ³	θ_h , МПа	<i>r</i> , МПа/s
NaCl*	$1.6 \cdot 10^3$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$2.16 \cdot 10^{-19}$	102	$2 \cdot 10^{-4}$
In–Cd	$2.23 \cdot 10^3$	$1.63 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-20}$	70	$4.7 \cdot 10^{-3}$

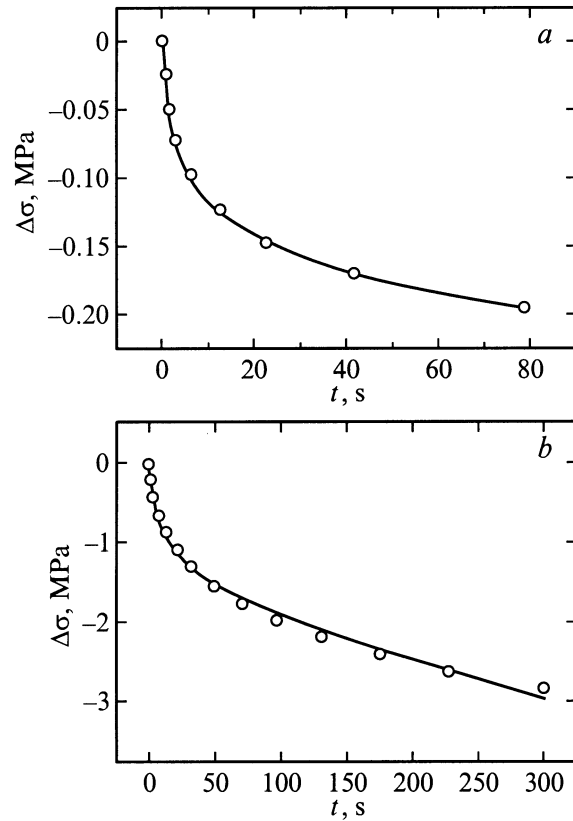


Рис. 4. Релаксационные кривые $\sigma(t)$, полученные на образцах NaCl* при деформации $\varepsilon \simeq 2\%$ (*a*) и на образцах In–Cd при деформации $\varepsilon = 3.3\%$ (*b*). Сплошные линии отвечают подгонке экспериментальных точек согласно уравнению (1). Подгоночные параметры приведены в таблице.

приведены в таблице. В случае деформации растяжением усов чистого железа при комнатной температуре и величине сдвиговой деформации 9.39% коэффициент $r = 3 \cdot 10^{-3}$ МПа/s [19], что сравнимо со значением, полученным в In–Cd. В образце NaCl* динамический возврат играет существенно меньшую роль из-за низкой гомологической температуры, коэффициент *r* примерно в 20 раз меньше, чем в In–Cd.

Сопоставление эффективных коэффициентов деформационного упрочнения, определенных по кривым деформации и вычисленных по уравнению (3), показывает их хорошее соответствие NaCl* — 100 и 98.4 МПа, In–Cd — 38 и 41 МПа.

Следует отметить, что полученные в данной работе значения параметров, характеризующих деформационное упрочнение и динамический возврат, нужно рассматривать как ориентировочные, так как при обработке кривых релаксации напряжений не учитывалось ДДС, четко фиксируемое в образце NaCl*. В образце In–Cd оно явно не обнаруживается, но, по-видимому, играет некоторую роль. Возможно, что с упрочняющим влиянием ДДС связано отклонение подгоночной кривой от экспериментальных точек при больших временах релаксации

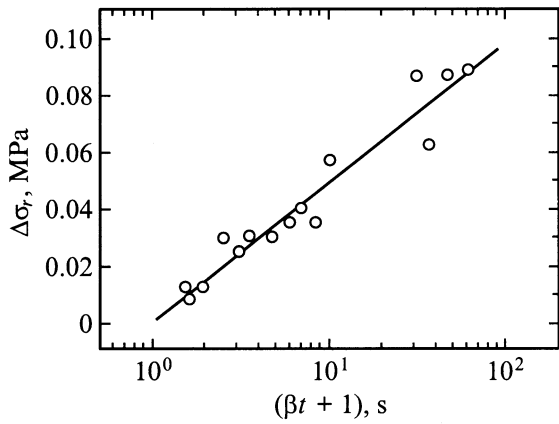


Рис. 5. Зависимость величины разупрочнения в процессе релаксации напряжений от времени релаксации в образце NaCl*.

($t \gtrsim 300$ s): реальная релаксация затухает несколько быстрее, чем расчетная (рис. 4, b), за счет закрепления, пусть и незначительного, подвижных дислокаций примесными атомами.

Кинетику динамического возврата (т.е. изменения внутренних дальнедействующих напряжений) изучали, измеряя зависимость от времени релаксации величины $\Delta\sigma_r(t) = \sigma_{OR} - \sigma_{ER}$, где σ_{OR} — напряжение начала релаксации, а σ_{ER} — напряжение, отвечающее отклонению кривой выхода из релаксации при повторном нагружении от упругого хода. Схема показана на рис. 2, с. Результаты измерений величины разупрочнения $\Delta\sigma_r(t)$ в пределах стадии I кривой $\sigma(\varepsilon)$ для образца NaCl*, как показывает рис. 5, хорошо описываются функцией

$$\Delta\sigma_r(t) = \alpha \lg(\beta t + 1). \quad (4)$$

Подобная зависимость была получена для описания изменения эффективного напряжения от времени релаксации в [20,21]. Параметры выражения (4) α и β определялись с помощью стандартной компьютерной процедуры подгонки предложенной функции и данных эксперимента: $\alpha = 4.8 \cdot 10^{-2}$ МПа, $\beta = 0.1$ с⁻¹. Поскольку динамический возврат контролируется термически активированными механизмами, можно определить величину активационного объема как одну из характеристик этих механизмов по формуле $V_r = kT/\alpha'$ ($\alpha' = 0.5 \cdot 2.3\alpha$, множитель 0.5 переводит нормальные напряжения в сдвиговые). Расчет по этой формуле дает значение $V_r = 7.5 \cdot 10^{-20}$ см³, которое в 2–4 раза меньше величин V , измеренных по начальным участкам кривых релаксации напряжений: $(2.88-1.56) \cdot 10^{-19}$ см³. Согласно [20,21], $\alpha\beta = M\dot{\varepsilon}_0$. Параметры формулы (4) дают величины $\alpha\beta = 4.8 \cdot 10^{-3}$ МПа/с, а по данным таблицы $M\dot{\varepsilon}_0 = 9 \cdot 10^{-2}$ МПа/с. Различие величин, характеризующих кинетику эффективных и дальнедействующих напряжений, по-видимому, комментировать преждевременно, здесь нужны более детальные исследования.

Кинетика разупрочнения в образце In–Cd изучена менее подробно, но качественно результаты и выводы не отличаются от полученных на кристалле NaCl*.

Автор выражает искреннюю благодарность В.Д. Нацки и Л.С. Фоменко за полезные дискуссии и критические замечания по рукописи статьи.

Список литературы

- [1] H. Mecking, U.F. Kocks. *Acta Met.* **29**, 1865 (1981).
- [2] A.D. Rollet, U.F. Kocks. In: *Solid State Phenomena. Dislocations 93* / Ed. J. Rabier, A. George, Y. Bréchet, K. Kubin. Scites Publications, Switzerland (1994). V. 35–36. P. 1.
- [3] H. Heinrich, V. Abächerli, D.J. Wilkins, G. Kostorz. In: *High-temperature ordered intermetallic alloys XIII Mater. Sci. Symp. Proc. 552*, MRS / Ed. E.P. George, M.J. Mills, M. Yamaguchi. Warrendale, PA, USA (1999). P. KK4.1.
- [4] M. Bartsch, U. Messerschmidt, B. Baufeld, D. Häussler, M. Feuerbacher, B. Geyer. In: *Progr. Abstr. Europ. Res. Conf. on Plasticity of Materials (25–30 April 1998)*. P. 58.
- [5] S.V. Lubenets, V.D. Natsik, P.P. Pal-Val, L.N. Pal-Val, L.S. Fomenko. *Mat. Sci. Eng.* **A256**, 1 (1998).
- [6] B. Escaig. *J. de Phys.* **35**, 7 (1974).
- [7] J.-L. Farvaque, J. Crampon, J.-C. Dunkhan, B. Escaig. *Phys. Stat. Sol.* **14**, 623 (1972).
- [8] P. Spätig, J. Bonneville, J.-L. Martin. *Mat. Sci. Eng.* **A167**, 73 (1993).
- [9] С.В. Лубенец, Л.С. Фоменко. *ФТТ* **31**, 290 (1989).
- [10] S.V. Lubenets, L.S. Fomenko. *Cryst. Res. Techn.* **24**, K189 (1989).
- [11] С.В. Лубенец, Л.С. Фоменко. *ФТТ* **32**, 3144 (1990).
- [12] С.В. Лубенец, Л.С. Фоменко. *ФММ* **61**, 971 (1986).
- [13] С.В. Лубенец, Л.С. Фоменко. *ФММ* **62**, 377 (1986).
- [14] Л.С. Фоменко. *ФНТ* **26**, 1245 (2000).
- [15] E.W. Hart. *Acta Met.* **18**, 599 (1970).
- [16] E.W. Hart. *Trans. ASME. J. Eng. Mat. Tech.* **98H**, 193 (1976).
- [17] F.R.N. Nabarro. *Acta Met.* **37**, 521 (1989).
- [18] I. Lerner, S.-W. Chiang, D.L. Kohlstedt. *Acta Met.* **27**, 1187 (1979).
- [19] P. Groh, R. Conte. *Acta Met.* **19**, 895 (1971).
- [20] P. Feltham. *J. Inst. Met.* **89**, 210 (1961).
- [21] G.A. Sargent. *Acta Met.* **13**, 663 (1965).