

Скачкообразная деформация монокристаллов сплавов олово–кадмий при температурах порядка и ниже 1 К

Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 28 января 1997 г.

Проведено систематическое изучение низкотемпературной скачкообразной деформации монокристаллов сплавов олово–кадмий нескольких концентраций. Изучено влияние температуры (в интервале 0,5–4,2 К), концентрации кадмия (в интервале 0,01–0,53 ат.%), степени деформации и сверхпроводящего перехода на проявление скачкообразной деформации. Полученные результаты обсуждаются в свете современных представлений о природе низкотемпературной нестабильности. Основные наблюдаемые закономерности макроскопической скачкообразной деформации противоречат гипотезе термомеханической нестабильности.

Проведено систематичне вивчення низькотемпературної стрибкоподібної деформації монокристалів сплавів олово – кадмій кількох концентрацій. Вивчено вплив температури (в інтервалі 0,5–4,2 К), концентрації кадмія (в інтервалі 0,01–0,53 ат.%), ступеню деформації та надпровідного переходу на прояв стрибкоподібної деформації. Отримані результати обговорюються в світлі сучасних уявлень про природу низькотемпературної нестабільності. Основні закономірності макроскопічної стрибкоподібної деформації, що спостерігалися, суперечать гіпотезі термомеханічної нестабільності.

PACS: 62.20.Fe, 83.50.Pk

1. Введение

В условиях деформирования с постоянной скоростью на кривой упрочнения $P(\epsilon)$ (P — деформирующая нагрузка, ϵ — деформация) могут возникать участки с отрицательным наклоном ($dP/d\epsilon < 0$), отвечающие увеличению деформации при уменьшении нагрузки. Такая деформация называется нестабильной. При повторении участков нестабильности деформация становится скачкообразной (СД). В ряде случаев (фазовые превращения под нагрузкой, двойникование, трещинообразование) трактовка физической природы СД не вызывает затруднений. В области низких температур скачкообразное пластическое течение наблюдается часто в металлах и сплавах и его проявления весьма разнообразны. При этом условия появления и кинетика протекания СД весьма чувствительны к изменению параметров

образцов и условий эксперимента [1,2]. Природа низкотемпературной СД пока не ясна. В настоящее время существует несколько теоретических моделей, описывающих низкотемпературную СД. Чаще всего обсуждаются две модели: увеличение вероятности формирования дислокационных скоплений перед препятствиями различного рода вследствие понижения вероятности термически активированного преодоления таких препятствий [3]; термомеханическая неустойчивость в эволюции дислокационных потоков, связанная с малой температуропроводностью образца (сошлемся на первые публикации [4–10]). В ряде случаев низкотемпературная СД коррелирует с эффектами локализации дислокационных потоков, т.е. образования крупных полос скольжения и сужений на образце. При описании таких эффектов плодотворным является учет геометрической нестабильности [11]. Одной из

важных предпосылок возникновения низкотемпературной СД может служить усиление роли динамических эффектов в движении дислокаций (в том числе инерционных), обусловленное резким уменьшением фононного трения [1,2]. Экспериментальные наблюдения свидетельствуют о сложном и разнообразном характере процессов низкотемпературной СД, которые не могут быть описаны одним из перечисленных механизмов. Попытки полностью объяснить все проявления СД только механизмом термомеханической нестабильности не подтверждаются современными экспериментами [12] и оспариваются в ряде теоретических работ [13]. Довольно часто высказывается предположение, что разнообразные проявления низкотемпературной СД являются следствием совместного действия нескольких простых механизмов, например, сочетания динамических эффектов и термомеханической нестабильности [13,14].

Дальнейший прогресс в понимании природы низкотемпературной СД зависит от накопления систематических данных о проявлении СД в различных материалах, о закономерностях ее изменения с температурой, деформацией, скоростью деформирования, легированием. Особенно существенны такие измерения в сочетании с изменением физических условий эксперимента. В этой связи представляет большой интерес изучение влияния сверхпроводящего перехода на СД, так как его результаты могут быть серьезным аргументом в пользу того или иного механизма. Необходимо заметить, что, как правило, изучение низкотемпературной СД проводилось на ГЦК металлах и сплавах; ОЦК и ГПУ металлы и сплавы исследовались гораздо меньше, так как в них с понижением температуры развивалось деформационное двойникование, инициирующее специфический тип СД. На наш взгляд, весьма удобными объектами для изучения низкотемпературной СД являются монокристаллы олова и сплавов олово—кадмий. В этих кристаллах существуют ориентации оси растяжения, при которых двойникование отсутствует, а пластическая деформация контролируется движением дислокаций через барьеры Пайерлса [15,16]. Таким образом, пластическое течение олова и ОЦК металлов контролируется аналогичными микроскопическими механизмами, поэтому изучение низкотемпературной СД олова существенно дополнит общую картину явления.

В настоящей работе предпринято первое детальное исследование низкотемпературной СД сплавов олово—кадмий, зарегистрированное ранее в опытах по растяжению этих сплавов при $T < 4,2$ К [17].

2. Техника эксперимента

Изучались монокристаллы сплавов олово—кадмий нескольких концентраций: 0,01; 0,04; 0,21 и 0,53 ат.%. Все выбранные концентрации относятся к области твердого раствора. Сплавы необходимой концентрации получались сплавлением высокочистого олова (99,9995%) с соответствующим количеством высокочистого кадмия. Полученные слитки разрезались на мелкие куски и загружались в графитовую форму, в которой модифицированным методом Бриджмена [18] одновременно выращивалось 10 одинаково ориентированных монокристаллических образцов с размером деформируемой части $1,5 \times 4,5 \times 25$ мм. Ориентация оси растяжения отвечала направлению $\langle 110 \rangle$ и была благоприятной для скольжения по системе $(100)\langle 010 \rangle$. Для этой ориентации с понижением температуры сохраняется пластичность как чистого олова [15,16], так и сплавов олово—кадмий [17].

Деформирование осуществлялось в интервале температур 4,2–0,5 К на оригинальной установке [19], причем эксперименты в интервале 4,2–1,8 К проводились в газообразном ^3He , охлаждаемом жидким ^4He , заполнявшим внешний гелиевый дьюар. Эксперименты в интервале 1,8–0,5 К проводились в жидком ^3He , охлаждаемом откачкой его паров. Температура контролировалась термометром из арсенида галлия ТСАД-4КМ и по давлению насыщенных паров ^3He .

Основные эксперименты проведены при скорости деформирования $\dot{\epsilon}_1 = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, отдельные — при $\dot{\epsilon}_1 = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$.

Ниже 3,7 К чистое олово переходит в сверхпроводящее состояние, а критическая температура перехода для изученных слабоконцентрированных сплавов, по-видимому, существенно не отличается от T_c чистого олова. Поэтому при $T < 3,7$ К мы могли изучать влияние сверхпроводящего перехода на СД: при фиксированной температуре в процессе деформации осуществлялся сверхпроводящий переход за счет включения и выключения магнитного поля 35 мТл, величина которого заведомо превышала критическую ($H_c = 30,5$ мТл для чистого олова).

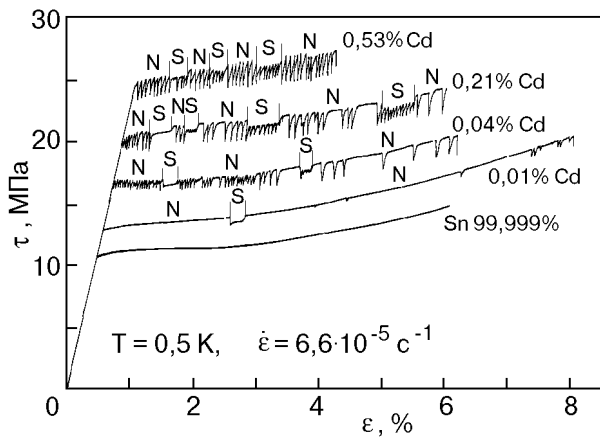


Рис. 1. Кривые упрочнения сплавов олово—кадмий различной концентрации, полученные в условиях растяжения. В процессе деформирования образцов изменялось их электронное состояние.

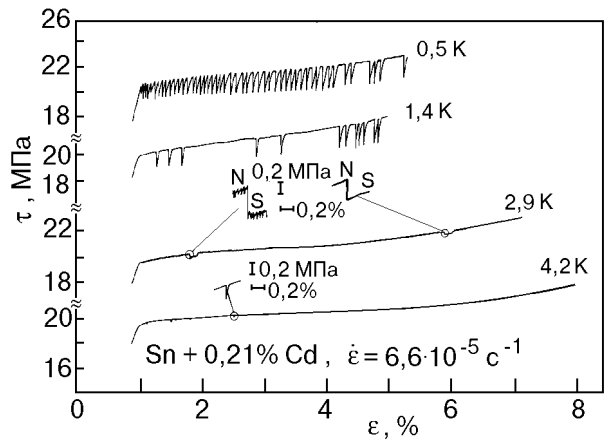


Рис. 2. Кривые упрочнения сплавов олово—0,21 ат.% кадмия, полученные в условиях растяжения при разных температурах. Нормальное состояние. Эксперименты при 4,2 и 2,9 К проведены в газообразном ^3He , при 1,4 и 0,4 К в — жидком ^3He . На вставках приведены участки кривых в увеличенном масштабе.

3. Результаты эксперимента

3.1. Общая характеристика кривых упрочнения и скачкообразной деформации

Ранее было установлено [15–17], что при $T > 4,2 \text{ K}$ как для чистых, так и для легированных кадмием монокристаллических образцов β -олова пластическое течение по системе скольжения $(100) \langle 010 \rangle$ носит плавный характер. Деформационные кривые при этих температурах имеют ярко выраженный предел текучести, стадию легкого скольжения и линейного упрочнения. Высокочистые образцы β -олова (99,9995%) сохраняют плавное пластическое течение и при понижении температуры до 0,5 K (рис. 1). Легирование олова кадмием заметно увеличивает предел текучести, изменяет его температурную зависимость, а также понижает величину

деформации разрушения и протяженность стадии легкого скольжения. Кроме того, ниже 4,2 K легирование приводит к замене плавного течения скачкообразной деформацией. Типичные деформационные кривые чистого олова и сплавов олово—кадмий в интервале 4,2–0,5 K показаны на рис. 1, 2. Как чистое олово, так и сплавы с 0,01; 0,04 и 0,21 ат.% Cd имеют двухстадийную кривую упрочнения, состоящую из стадии I легкого скольжения и стадии II линейного упрочнения. Для сплава с 0,53 ат.% Cd стадия легкого скольжения отсутствует. Коэффициент упрочнения в зависимости от концентрации и температуры изменяется на стадии I в пределах 10–70 МПа, на стадии II — 80–190 МПа; систематической закономерности изменения коэффициента упрочнения θ с изменением температуры не наблюдается (см. табл. 1). Для

Таблица 1

Коэффициенты упрочнения олова и сплавов олово—кадмий на первой и второй стадиях θ , МПа.

T	Sn		0,01 ат.% Cd		0,04 ат.% Cd		0,21 ат.% Cd		0,53 ат.% Cd	
	I	II	I	II	I	II	I	II	I	II
0,5	25	75	10	130	50	110	12	90	нет	100
0,7	—	—	—	—	—	—	—	—	нет	120
0,9	—	—	8	140	—	—	—	—	—	—
1,45	—	—	20	120	—	—	60	—	—	—
1,95	40	190	23	120	—	—	70	95	—	—
2,15	40	170	—	—	35	170	—	—	—	—
2,8	30	180	10	140	—	—	22	75	—	—
4,2	20	170	20	130	17	140	20	80	—	—

сплава с 0,53 ат.% Cd наблюдается пилообразный тип кривых упрочнения. Коэффициент θ для них оценивали по верхней огибающей. Отметим также, что визуально наблюдаемая после отогрева деформация рабочей части как чистых, так и примесных образцов во всем изученном температурном интервале оставалась однородной вплоть до разрушения, грубые следы полос скольжения и «шейки» на ней отсутствовали.

Кроме скачков напряжения с амплитудой порядка 1–2 МПа, называемых макроскопическими, удалось зарегистрировать протекание СД со значительно меньшей (порядка 0,1 МПа) амплитудой скачков (вставка на рис. 2); такие скачки можно назвать микроскопическими. Они наблюдаются отчетливо только на сплаве с 0,21 ат.% Cd при температурах 0,5 и 2,9 К.

3.2. Влияние концентрации примеси и степени деформации на СД

Наиболее ярко влияние этих двух факторов на СД проявляется при минимальной температуре эксперимента 0,5 К (рис. 1). Отчетливо видно, что с ростом концентрации примеси СД становится более развитой, напряжение начала СД смещается к пределу текучести, а амплитуда скачков возрастает. В сплаве с наибольшей концентрацией примеси 0,53 ат.% макроскопическая СД выражена наиболее ярко. Микроскопические скачки, наблюдаемые на сплаве с 0,21 ат.% Cd, беспорядочны по амплитуде и чаще возникают при малых степенях деформации (см. рис. 3 и вставки на рис. 2).

С ростом деформации амплитуда макроскачков возрастает, а микроскачков остается неизменной. Чем ниже температура и выше концентрация примеси в сплаве, тем при меньшей степени

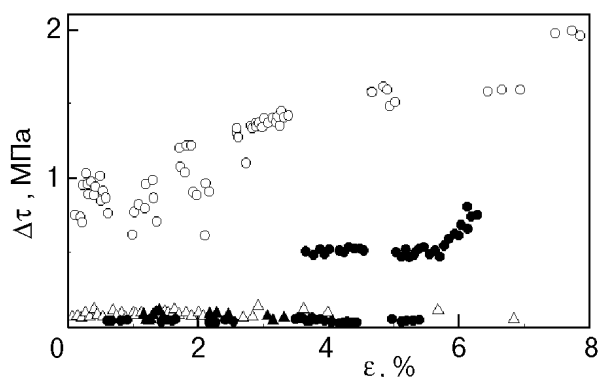


Рис. 3. Зависимость амплитуды скачков (макроскопических и микроскопических) от степени деформации в сплаве Sn—0,21 ат.% Cd при различных температурах, К: 2,9 (Δ , \blacktriangle), 0,5 (\circ , \bullet) (светлые символы — N-состояние, затемненные — S-состояние).

деформации возникают первые макроскачки. Частота макроскачков для сплава Sn—0,01 ат.% Cd растет с ростом деформации, так что участки плавного течения между ними становятся все менее протяженными, особенно при температурах ниже 1 К. Для сплавов с большей концентрацией (0,04 и 0,21 ат.% Cd) ниже 1 К в нормальном состоянии СД начинается непосредственно на пределе текучести и сразу же приобретает пилообразный характер. Отметим, что с ростом деформации частота макроскачков не возрастает, а уменьшается, появляются и увеличиваются участки плавного течения. Например, для сплава Sn—0,21 ат.% Cd при $T = 0,5$ К частота скачков с ростом деформации уменьшается от 20–25 на 1% деформации вблизи предела текучести до 2–5 в конце кривой упрочнения. Кривая упрочнения сплава Sn—0,53 ат.% Cd сохраняет пилообразный характер вплоть до разрыва (рис. 1).

Количественные соотношения амплитуд макроскопических и микроскачков видны из рис. 3, где приведены зависимости этих характеристик от степени деформации. Таблица 2 иллюстрирует зависимость характерных амплитуд скачков при 0,5 К от степени деформации, концентрации и электронного состояния образца.

Таблица 2

Характерные величины амплитуды макроскачков, МПа, $T = 0,5$ К

C, ат.%,	N-состояние		S-состояние	
	малые ϵ	вблизи разрыва	малые ϵ	вблизи разрыва
0,01	0,25	0,8	0,1	0,25
0,04	0,7	1,5	0,15	0,35
0,21	1,0	2,0	0,5	1,3
0,53	1,5	2,3	0,8	1,4

3.3. Влияние температуры и скорости деформирования

С понижением температуры СД в сплавах становится более развитой. В сплаве Sn—0,01 ат.% Cd отдельные скачки напряжения появляются при температурах ниже 3 К, причем только при скорости деформирования $\dot{\epsilon}_1 = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. При более низких температурах величина деформации, соответствующая первому скачку, уменьшается от 6–7% до 3–4%. Число скачков на кривой упрочнения увеличивается от 2–3 при $T \approx 3$ К до 10–15 при $T = 0,5$ К. Для сплава Sn—0,04 ат.% Cd одиночные скачки наблюдаются уже при 4,2 К после пластической деформации 1–2%.

С понижением температуры их количество также возрастает, а при $T < 0,8$ К они начинаются с предела текучести. Аналогично ведет себя и сплав Sn—0,21 ат.% Cd, однако СД в нем начинается вблизи предела текучести уже при 1,4 К. Влияние температуры на характер СД для этого сплава показано на рис. 2. Амплитуда микроскопических скачков, наблюдаемых в сплаве этой концентрации, не зависит от температуры (рис. 3). Указанные выше закономерности относятся к деформации в нормальном состоянии. Особенности изменения СД при сверхпроводящем переходе рассмотрены ниже.

Изменения СД при переходе к меньшей скорости $\dot{\epsilon}_2 = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ с изучались в процессе измерения скоростной чувствительности деформирующего напряжения, когда скорость уменьшалась в 10 раз. При этом регистрировали сравнительно небольшие участки деформационной кривой. Для сплавов с концентрацией до 0,21 ат.% Cd скачки при $\dot{\epsilon}_2$, как правило, не наблюдались. Иногда регистрировались одиночные скачки ниже 1 К и только в нормальном состоянии. Для сплава Sn—0,53 ат.% Cd при самой низкой температуре эксперимента (0,5 К) наблюдалась СД при $\dot{\epsilon}_2$ как в *N*-, так и в *S*-состояниях. Надежное наблюдение СД в условиях эксперимента по циклированию скорости возможно только в случае пилообразной кривой, так как при одиночных скачках участок при $\dot{\epsilon}_2$ может в отдельных случаях совпасть с промежутком между скачками.

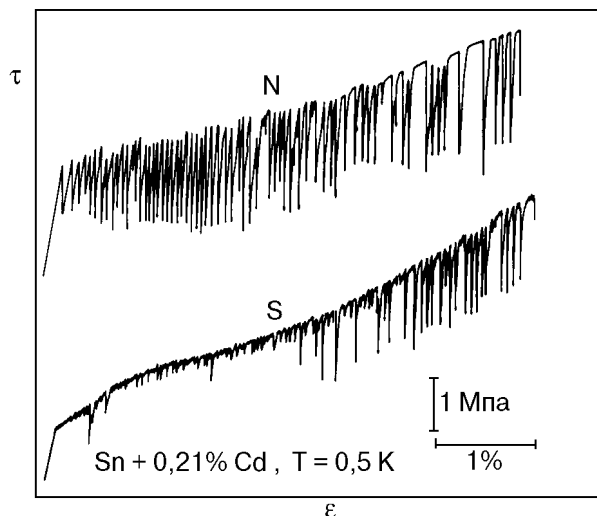


Рис. 4. Кривые упрочнения сплавов олово—0,21 ат.% кадмия, полученные при 0,5 К в условиях растяжения. *N* — нормальное состояние, *S* — сверхпроводящее состояние.

3.4. Влияние сверхпроводящего перехода

Переход образца из нормального в сверхпроводящее состояние в условиях СД приводит к существенным изменениям в характере протекания макроскопических скачков (рис. 1, 4). Важно отметить, что это влияние в существенной мере скоррелировано с воздействием таких факторов, как степень деформации, концентрация примеси и температура. При развитой СД, например для сплава с максимальной концентрацией кадмия, при 0,5 К при *N*–*S*-переходе сохраняется пилообразный характер деформирования, но амплитуда скачков заметно уменьшается (см. рис. 1). Наиболее сложное и многообразное влияние *N*–*S*-перехода на характер СД реализуется в сплавах с промежуточной концентрацией кадмия (рис. 1, 4), здесь отчетливо проявляется корреляция влияния *N*–*S*-перехода со степенью деформации образца. Кривые на рис. 1 и 4, относящиеся к сплаву Sn—0,21 ат.% Cd, иллюстрируют следующие факты: а) вблизи предела текучести СД образца в нормальном состоянии при переходе в сверхпроводящее состояние сменяется плавным течением; б) с ростом деформации скачки возникают и в *S*-состоянии, но с меньшей амплитудой; в) для сплавов с 0,04 и 0,21 ат.% Cd с ростом деформации в *N*-состоянии частота скачков уменьшается и начинают возникать участки плавного течения (рис. 1, 2). Поскольку перечисленные закономерности наблюдались в условиях многократного изменения состояния образца, возникает вопрос, в какой мере на СД влияют условия эксперимента. Для контроля были выполнены эксперименты, в которых деформация каждого из образцов осуществлялась в одном из состояний при 0,5 К (рис. 4). Все указанные закономерности качественно подтверждаются. Наблюдения микроскопической СД на сплаве Sn—0,21 ат.% Cd показали, что при 2,9 К она не чувствительна к *N*–*S*-переходу. При 0,5 К такие наблюдения в чистом виде затруднительны из-за развитой макроскопической СД. Единственное, что можно фиксировать — наличие микроскачков при малых деформациях в *S*-состоянии и отсутствие микроскачков в *N*-состоянии при больших деформациях (рис. 4).

3.5. Влияние охлаждающей среды

В тех случаях, когда СД определяется эффектом термомеханической нестабильности, весьма важную роль должны играть условия теплоотвода от образца в охлаждающую среду.

Существенное изменение параметров СД при изменении условий теплоотвода можно рассматривать как важное свидетельство эффективности механизма термомеханической неустойчивости. В связи с этим в настоящей работе при 4,2 К были выполнены эксперименты по деформированию в различных охлаждающих средах — жидком ^4He и газообразном ^3He , охлаждаемом извне жидким ^4He . Эксперименты проводились на сплаве Sn—0,53 ат.% Cd с наиболее развитой скачкообразной деформацией. В обеих средах скачкообразная деформация протекает в виде одиночных скачков. Число их невелико: в газообразном ^3He — шесть, один из них с малой амплитудой; в жидком ^4He — их четыре, причем три из них с малой амплитудой. Значительный скачок наблюдался только перед разрывом образца. Следовательно, в газообразной охлаждающей среде скачки возникают несколько чаще, чем в жидкой. Специфика использованного нами метода охлаждения образцов состояла в том, что выше 2 К эксперименты проводились в газообразном, а ниже — в жидком ^3He . Но в области температур порядка 2 К наблюдается весьма значительная зависимость параметров СД от температуры и заметить на ее фоне влияние изменения охлаждающей среды не удалось.

4. Обсуждение результатов

Перечислим наиболее существенные закономерности низкотемпературной макроскопической СД для олова и сравним их с закономерностями СД на других материалах, а также сопоставим с предсказаниями существующих гипотез. В олове, как и в других металлических материалах, низкотемпературная скачкообразная деформация начинается ниже некоторой температуры: в чистом олове — ниже 0,5 К, в сплаве олова с 0,01 ат.% кадмия — ниже 2–3 К, в олове с 0,04; 0,21 и 0,53 ат.% кадмия — вблизи 4,2 К. Весьма существенно, что СД начинается с появления отдельных скачков, разделенных между собой участками плавного течения, и только с ростом деформации или с понижением температуры частота скачков увеличивается и кривая упрочнения становится пилообразной. Наблюдение отдельных изолированных скачков не согласуется с гипотезой термомеханической неустойчивости, предсказывающей пилообразный тип кривых упрочнения. Нельзя согласиться с предположением [20], что единичные скачки являются следствием случайных изменений условий эксперимента (например, случайных

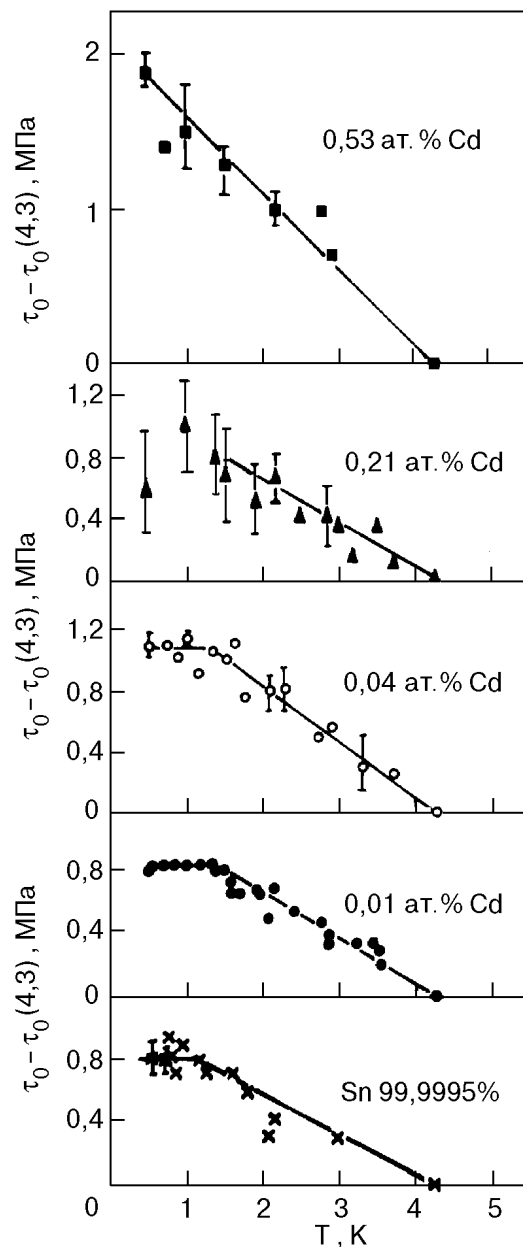


Рис. 5. Температурные зависимости предела текучести τ_0 сплавов олово—кадмий различной концентрации (за начало отсчета принято значение τ_0 при $T = 4,3$ К).

механических возмущений в деформирующей установке). Появление одиночного скачка на кривой упрочнения действительно является случайным событием, но средняя частота скачков повторяется от опыта к опыту и закономерно изменяется с ростом деформации. Это означает, что, определяя напряжение и деформацию, соответствующие появлению первого скачка, необходимо учитывать и одиночные скачки. В сплавах олово—кадмий впервые наблюдалась и обратная закономерность — переход с ростом деформации от пилообразной кривой к деформации с редкими скачками.

Скачкообразная деформация сплавов изученных концентраций (кроме 0,01 ат.%) при 0,5 К начинается сразу за пределом текучести. Это обстоятельство является удобным для сравнения наблюдений с предсказаниями термомеханической модели о связи критерия появления скачкообразной деформации с характером температурной зависимости деформирующего напряжения, так как в этом случае роль деформирующего напряжения играет предел текучести $\tau_0(T)$, легко измеряемый при различных температурах. Зависимости $\tau_0(T)$ для чистого олова и сплавов олово–кадмий в интервале температур 0,5–4,2 К приведены на рис. 5. Отчетливо видно, что для чистого олова и сплавов с 0,01 и 0,04 ат.% кадмия на зависимости $\tau_0(T)$ ниже 1,2–1,4 К наблюдается атермический участок, объясняемый туннелированием дислокаций [17]. Для сплава с 0,21 ат.% Cd наблюдаемый разброс экспериментальных значений $\tau_0(T)$ не позволяет однозначно определить характер аномалии τ_0 – атермичность или снижение τ_0 с понижением температуры ниже 1 К. Наконец, в сплаве с 0,53 ат.% вплоть до 0,5 К зависимость $\tau_0(T)$ имеет вид, характерный для термоактивированного пластического течения, – предел текучести растет с понижением температуры. Таким образом, развитая скачкообразная деформация в интервале 0,5–1 К (рис. 2) наблюдается как в случае атермичности τ_0 , так и в случаях сильной температурной зависимости τ_0 . Это означает, что нет однозначной корреляции между возникновением СД и характером зависимости $\tau_0(T)$. Мы также не наблюдали корреляции между температурами начала аномалии $\tau_0(T)$ и появления скачкообразной деформации, существующей для нержавеющей сталей [12].

С точки зрения гипотезы термомеханической нестабильности трудно понять влияние на СД сверхпроводящего перехода. Изучение СД в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также ее изменение при сверхпроводящем переходе показало, что всегда в сверхпроводящем состоянии макроскопическая СД либо отсутствует, либо амплитуда скачков становится существенно меньшей, чем в нормальном состоянии при той же температуре. Эта закономерность характерна для большого количества других сверхпроводников: Nb [5], Pb–In [21], Al [22], Pb [23], In–Pb [24], Al–Mg [25], Cu–Nb [26], Al–Li [27]. Следовательно, такой характер влияния N – S -перехода на СД можно считать типичным.

Согласно предсказаниям модели термомеханической нестабильности, критерий появления СД при постоянной температуре и скорости деформирования определяется величиной трех физических параметров: теплопроводности K , теплоемкости C и коэффициента теплоотвода в охлаждающую среду h . Поскольку h не зависит от электронного состояния образца, на характер СД может влиять только изменение теплоемкости и теплопроводности. Существенное изменение C происходит только вблизи T_c , а при температурах ниже T_c приближенно можно считать $C_S = C_N$. Следовательно, при этих температурах основное влияние N – S -перехода на СД должно происходить за счет изменения теплопроводности K . В монокристаллах Sn в широком интервале температур ниже T_c , K_S меньше K_N [28]. Для сплавов Sn–Cd экспериментальные данные о зависимостях $K_S(T)$ и $K_N(T)$ отсутствуют, но такие данные есть для сплавов Sn–In [28], и нет оснований считать, что сорт примеси может существенно повлиять на эти зависимости. Если ориентироваться на изученные в [28] изменения K при сверхпроводящем переходе, то, согласно выводам модели термомеханической нестабильности, скачкообразная деформация должна усиливаться в S -состоянии. В экспериментах наблюдается обратный эффект. В работах [29,30] высказано предположение, что такой обратный эффект может быть связан с изменением знака $d\tau_0/dT$ при N – S -переходе. Но для большинства металлов и сплавов производная $d\tau_0/dT$ сохраняет знак при N – S -переходе. Для квантовой пластичности чистого олова атермичность предела текучести в нормальном состоянии сохраняется и при переходе в сверхпроводящее состояние [17]. Таким образом, и данное предположение не позволяет устранить противоречия наблюдаемых закономерностей СД с предсказаниями модели термомеханической нестабильности.

Сравним те же закономерности с динамической дислокационной гипотезой, хотя сделать это можно только качественно, опираясь на модель, предложенную в [3]. Суть этой модели в том, что в процессе деформации у препятствий образуются скопления дислокаций. За счет спектра препятствий, существующих в образце, возникает и спектр скоплений. По мере деформации и роста деформирующего напряжения в «голове» скопления возникают высокие напряжения. Эти напряжения не могут существенно превышать величину теоретической прочности на сдвиг, не

вызывая того или иного «катастрофического» процесса, например спонтанной генерации дислокаций. Наблюдаемые при этом скачки являются интегральным эффектом «катастрофических» процессов у скоплений близкой мощности, хаотично расположенных по образцу. С ростом деформации происходит прорыв все более мощных препятствий, в результате чего увеличивается амплитуда скачков. Такой процесс может протекать при любом характере зависимости $\tau_0(T)$ как в форме одиночных скачков, так и в виде пилообразной скачкообразности. Для возникновения СД в такой модели не требуется понижения деформирующего напряжения с повышением температуры.

Пользуясь современными представлениями о движении дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях [1,2], можно качественно предсказать возможное влияние сверхпроводящего перехода на СД. В сверхпроводящем состоянии по сравнению с нормальным за счет незадемпфированности дислокаций ряд препятствий будет преодолеваться с помощью инерционных эффектов, поэтому скачки начнутся позже и амплитуда их будет меньше при одинаковых деформациях. Наблюдаемые экспериментально сдвиг напряжения начала СД в сторону увеличения деформации и уменьшение амплитуды скачков при сверхпроводящем переходе находятся в качественном согласии с этим выводом (см. разд. 3.4 и рис. 1). Таким образом, наблюдаемые закономерности не противоречат динамической дислокационной гипотезе.

В экспериментах на сплавах олово—кадмий скачкообразная деформация не сопровождается макроскопической локализацией скольжения, поэтому можно заключить, что наблюдаемые скачки не являются проявлением геометрической неустойчивости [11]. В пользу этого вывода свидетельствует и сравнительная оценка деформирующего напряжения τ и коэффициента упрочнения θ . На первой стадии упрочнения τ порядка θ , а на второй — гораздо меньше θ , что противоречит критерию геометрической неустойчивости.

Кроме макроскопических скачков, амплитуда которых была сравнима или больше скачка деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе $\Delta\tau_{NS}$, в сплаве Sn—0,21 ат. % Cd наблюдалась микроскопическая СД, амплитуда которой была меньше $\Delta\tau_{NS}$. Этот тип

СД к тому же оказался мало чувствительным к сверхпроводящему переходу и температуре. Скачкообразная деформация такого же масштаба в ограниченных интервалах концентраций и температур наблюдалась в сплавах Pb—In [31]. Отличие результатов [31] состояло в том, что сверхпроводящий переход оказывал существенное влияние на протекание микроскопической СД, причем знак этого влияния противоположен наблюдаемому в условиях макроскопических скачков. Неоднозначное влияние концентрации, температуры и сверхпроводящего перехода на микроскопическую СД, по-видимому, свидетельствует о том, что эти скачки отвечают другому типу неустойчивости и имеют природу, отличную от природы макроскопической СД. Микроскопическая СД требует детального экспериментального исследования, которое выходит за рамки настоящей работы.

Заключение

1. На монокристаллических образцах сплавов олово—кадмий в условиях растяжения с постоянной скоростью ниже 4,2 К наблюдается скачкообразная деформация с амплитудой скачков порядка 1–2 МПа, которая усиливается с понижением температуры образца и увеличением концентрации примесей.

2. Качественно поведение скачкообразной деформации в указанных сплавах аналогично поведению СД, наблюдаемой на ГЦК и ГПУ металлах и сплавах.

3. При переходе образцов в сверхпроводящее состояние скачкообразная деформация существенно ослабляется.

4. На сплавах с высокой концентрацией примеси (0,21 ат. % Cd), кроме указанной СД, наблюдается микроскопическая скачкообразная деформация с амплитудой скачков порядка 0,1 МПа и менее. Поведение такой СД отлично от поведения макроскопической СД.

5. Основные закономерности макроскопической СД — наличие одиночных скачков, существование СД в условиях атермической деформации, ослабление СД при переходе в сверхпроводящее состояние, отсутствие локализации деформации — противоречат гипотезе термомеханической неустойчивости.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда и Правительства Украины (грант U2P200), а также Государственного фонда фундаментальных

1. В. И. Старцев, В. Я. Ильичев, В. В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Москва, Металлургия (1975).
2. V. I. Startsev, in: *Dislocations in Solids*, F. R. N. Nabarro (ed.), **6**, 145, North-Holland, Amsterdam (1983).
3. А. Зегер, в сб. *Дислокации и механические свойства кристаллов*, Изд-во иностр. лит. Москва (1960).
4. Z. S. Basinski, *Proc. Roy. Soc.* **A240**, 229 (1957).
5. L. P. Kubin and B. Jouffrey, *Philos. Mag.* **24**, 437 (1971).
6. E. Kuramoto, S. Takeuchi, and T. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34**, 1217 (1973).
7. G. A. Malygin, *Phys. Status Solidi* **B61**, K45 (1974).
8. Б. В. Пегухов, Ю. З. Эстрин, *ФТТ* **17**, 2041 (1975).
9. И. С. Житомирский, И. Н. Нечипоренко, *ФНТ* **4**, 1053 (1978).
10. Y. Estrin and L. P. Kubin, *Scr. Met.* **14**, 1359 (1980).
11. V. I. Eremin and V. D. Natsik, *Scr. Met. Mater.* **26**, 47 (1992).
12. B. Obst and A. Nyilas, *Mater. Sci. Engineer.* **A137**, 141 (1991).
13. M. Zaiser, *Scr. Met. Mater.* **32**, 1261 (1995).
14. В. С. Бобров, М. А. Лебедкин, *ФТТ* **35**, 1881 (1993).
15. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФММ* **63**, 386 (1987).
16. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФНТ* **18**, 1270 (1992).
17. В. Д. Нацик, Г. И. Кириченко, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).
18. Y. G. Kazarov and F. F. Lavrentev, *Crys. Res. and Techn.* **18**, 107 (1983).
19. И. Н. Кузьменко, В. В. Пустовалов, С. Э. Шумилин, *ПТЭ* **1**, 196 (1988).
20. Y. Gröger, J. Kogout, M. A. Lebyedkin, and L. Dunin-Barkovskij, *Rev. Eng. Mater.* **97–98**, 251 (1994).
21. В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, Ю. И. Гофман, *Препринт ФТИНТ*, Харьков (1973), 17 с.
22. И. Н. Кузьменко, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **5**, 1433 (1979).
23. И. Н. Кузьменко, В. В. Пустовалов, *ДАН СССР* **282**, 599 (1985).
24. И. Н. Кузьменко, С. В. Лубенец, В. В. Пустовалов, Л. С. Фоменко, *ФНТ* **9**, 865 (1983).
25. В. В. Пустовалов, С. Э. Шумилин, *ФММ* **62**, 171 (1986).
26. М. А. Тихоновский, В. И. Доценко, И. Ф. Кисляк, В. Т. Петренко, *Металлофизика* **8**, 73 (1986).
27. Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **20**, 832 (1994).
28. Б. Т. Гейликман, В. З. Кресин, *Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1972).
29. Г. А. Малыгин, *ФНТ* **12**, 849 (1986).
30. И. Н. Нечипоренко, *ФНТ* **12**, 75 (1986).
31. В. С. Бобров, И. В. Веденский, в сб. *Материалы 20 Всесоюзн. сов. по физике низких температур*, часть III, с. 79, Черноголовка (1978).

Jump-like deformation of single-crystal Sn-Cd compounds at temperatures of the order of or below 1 K

G. I. Kirichenko, V. D. Natsik, V. V. Pustovalov, V. P. Soldatov, and S. E. Shumilin

A systematic study of low-temperature jump-like deformation of Sn-Cd single crystals of different concentrations has been carried out. The effects of temperature (0.5–4.2 K), Cd content (0.01–0.53 at.%), degree of deformation and superconducting transition on jump-like deformation were examined. The results obtained are considered in the light of current ideas of the nature of low-temperature instability. The principal peculiarities of macroscopic serrated yielding are inconsistent with the hypothesis of thermomechanical instability.