

Квантовая ползучесть β -Sn в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Влияние NS перехода на деформационное упрочнение

В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kyrychenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2006 г.

Продолжено начатое ранее изучение кинетики нестационарной логарифмической ползучести монокристаллов β -олова в условиях очень низких температур $0,5 \text{ К} < T < 4,2 \text{ К}$, проводившееся при деформировании образцов в нормальном (N) электронном состоянии. Определена граничная температура $T_g \approx 1,3 \text{ К}$, которая разделяла области термически активированной ($T > T_g$) и квантовой ($T < T_g$) пластичности, контролируемой движением дислокаций через барьеры Пайерлса. Эксперименты проведены на образцах, находившихся в сверхпроводящем (S) состоянии ($0,5 \text{ К} < T < T_c = 3,7 \text{ К}$). Показано, что NS переход сохраняет логарифмический тип ползучести, ее квантовый характер в области $T < T_g$ и величину граничной температуры ($T_{gS} \approx T_{gN} \approx 1,3 \text{ К}$). Анализ кривых логарифмической ползучести в квантовой области дает возможность получить эмпирические оценки для коэффициента деформационного упрочнения к изучаемым образцам. Установлено значительное повышение его величины при NS переходе: вдоль всей диаграммы деформирования упрочнение в S состоянии происходит более интенсивно и в среднем $\kappa_S \approx 1,5\kappa_N$. Ранее такой эффект наблюдался при изучении пластичности ряда ГЦК металлов методом активной деформации с постоянной скоростью (В.В. Пустовалов, И.Н. Кузьменко, Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **30**, 109 (2004)). Сравнение результатов этой и настоящей работы позволяет сделать вывод, что эффект увеличения интенсивности деформационного упрочнения при сверхпроводящем переходе имеет общий характер для металлических сверхпроводников и проявляется при различных способах деформирования. В рамках общих представлений дислокационной физики пластичности обсуждены возможные причины эффекта.

Продовжено почате раніше вивчення кінетики нестационарної логарифмічної повзучості монокристалів β -олова в умовах дуже низьких температур $0,5 \text{ К} < T < 4,2 \text{ К}$, яке проведено при деформуванні зразків у нормальному (N) електронному стані. Визначено граничну температуру $T_g \approx 1,3 \text{ К}$, що розділяла області термічно активованої ($T > T_g$) і квантової ($T < T_g$) пластичності, котра контролюється рухом дислокацій через бар'єри Пайерлса. Експерименти проведено на зразках, що знаходились у надпровідному (S) стані ($0,5 \text{ К} < T < T_c = 3,7 \text{ К}$). Показано, що NS перехід зберігає логарифмічний тип повзучості, її квантовий характер в області $T < T_g$ і величину граничної температури ($T_{gS} \approx T_{gN} \approx 1,3 \text{ К}$). Аналіз кривих логарифмічної повзучості у квантовій області дає можливість одержати емпіричні оцінки для коефіцієнта деформаційного зміцнення к досліджуваним зразків. Установлено значне підвищення його величини при NS переході: уздовж всієї діаграми деформування зміцнення в S стані відбувається більш інтенсивно й у середньому $\kappa_S \approx 1,5\kappa_N$. Раніше такий ефект спостерігався при вивченні пластичності ряду ГЦК металів методом активної деформації з постійною швидкістю (В.В. Пустовалов, И.Н. Кузьменко, Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **30**, 109 (2004)). Порівняння результатів цієї й дійсної роботи дозволяє зробити висновок, що ефект збільшення інтенсивності деформаційного зміцнення при надпровідному переході має загальний характер для металевих надпровідників і проявляється при різних способах деформування. У рамках загальних уявлень дислокаційної фізики пластичності обговорено можливі причини ефекту.

PACS: 62.20.Hg, 61.70.Le, **67.90.+z**

Ключевые слова: олово, сверхпроводимость, квантовая ползучесть, деформационное упрочнение.

Введение

Недавно нами изучена кинетика нестационарной ползучести монокристаллов чистого β -олова в условиях очень низких температур — порядка и ниже 1 К [1]. В этих экспериментах образцы β -Sn были ориентированы для пластического скольжения в системе (100)<010>, а зарегистрированная нестационарная деформация растяжения возникала под действием малых приращений напряжения сдвига $\Delta\tau$ (догрузок). Эксперименты были выполнены в температурном интервале 0,5 К < T < 4,2 К, включавшем в себя критическую температуру сверхпроводящего перехода β -олова $T_c = 3,7$ К, благодаря чему существовала возможность исследовать ползучесть образцов как в нормальном (N), так и в сверхпроводящем (S) состояниях. Но в работе [1] ползучесть изучалась только в нормальном состоянии, которое обеспечивалось помещением образцов в продольное магнитное поле с напряженностью выше критической $H > H_c = 309$ Гс. Вплоть до самой низкой температуры 0,5 К наблюдалась хорошо выраженная нестационарная ползучесть, при этом на значительной части кривой ползучести зависимость приращения деформации от времени $\Delta\varepsilon(t)$ соответствовала логарифмическому закону. Это означает, что после очередной догрузки образца $\Delta\tau$ всегда можно указать момент времени t_f , начиная с которого приращение деформации $\Delta\varepsilon$ описывается формулой

$$\Delta\varepsilon(t) = \alpha \ln [\beta(t - t_f) + 1]. \quad (1)$$

Здесь α и β — коэффициенты логарифмической ползучести, изучение которых позволяет получать информацию о микроскопических механизмах ползучести, а также о влиянии на эти механизмы термических и квантовых флуктуаций, электронной вязкости и т.п.

В серии наших предыдущих работ [2–4] было показано, что пластическое течение монокристаллов чистого β -олова по системе скольжения (100)<010> в условиях низких температур контролируется движением дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. В зависимости от соотношения между напряжением Пайерлса τ_P и эффективным напряжением деформирования $\tau^* = \tau - \tau_i$ (τ — внешнее сдвиговое напряжение, τ_i — характерное внутреннее напряжение) движение дислокаций имеет флуктуационный ($\tau^* < \tau_P$) или динамический ($\tau^* > \tau_P$) характер. Логарифмический закон ползучести (1) соответствует флуктуационному режиму движения дислокаций и линейному закону деформационного упрочнения, согласно которому приращение внутреннего напряжения можно считать пропорциональным приращению деформации:

$$\Delta\tau_i = \kappa\Delta\varepsilon, \quad (2)$$

здесь κ — коэффициент упрочнения (см., например, [5]). Флуктуационное движение дислокаций в рельефе Пайерлса сводится к термически активированному или квантово-флуктуационному (туннельному) зарождению на дислокациях парных кинков, их расширению и аннигиляции [2,3,6]

Детальное изучение в работе [1] коэффициента логарифмической ползучести α для β -Sn в нормальном состоянии показало, что на температурной зависимости $\alpha_N(T)$ существуют две качественно различные области:

- в интервале 4,2–1,3 К этот коэффициент приблизительно линейно уменьшается с понижением температуры, что соответствует термически активированному зарождению на дислокациях парных кинков;

- ниже 1 К α_N не зависит от температуры, ползучесть приобретает квантовый характер и протекает благодаря туннельному зарождению парных кинков.

Выполненный в [1] анализ позволил также получить эмпирические оценки двух важных параметров, которые определяли нестационарную квантовую ползучесть β -Sn в нормальном состоянии: эффективного потенциального барьера для зарождения парных кинков $E_N^* = 1,2 \cdot 10^{-3}$ эВ; коэффициента деформационного упрочнения $\kappa_N = 1,8 \cdot 10^8$ Па. Вообще говоря, эти параметры могут существенно изменяться вдоль деформационной кривой по мере увеличения полной пластической деформации образцов ε , поэтому отметим, что приведенные выше оценки получены в результате анализа нестационарной ползучести на стадии легкого скольжения при значении $\varepsilon = 0,07$.

Главная цель, поставленная в настоящей работе, — изучение закономерности квантовой ползучести β -Sn в сверхпроводящем состоянии. Интерес к этой задаче связан с несколькими обстоятельствами. Во-первых, в области очень низких температур сопротивление кристаллического рельефа (барьеров Пайерлса) движению дислокации является только одной из составляющих в общем балансе сил торможения. Другая важная составляющая, роль которой активно обсуждается в литературе, — электронное трение, возникающее благодаря взаимодействию движущихся дислокаций с электронами проводимости [7]. Согласно современным представлениям физики пластичности, электронное трение может оказывать существенное влияние как на кинетику преодоления дислокациями барьеров решетки или примесных барьеров [3,8–10], так и на динамику их надбарьерного движения [4,7]. В частности, экспериментально установлено, что понижение уровня

электронного трения при сверхпроводящих переходах (NS переходы) приводит к возрастанию скорости ползучести, дополнительному приросту деформации, изменению числа и характера стадий на кривых нестационарной ползучести [4,11–13]. Эти эффекты коррелируют с эффектами влияния NS перехода на кинетику пластического течения металла, которые наблюдаются при активной деформации образцов с постоянной скоростью [14,15]. В связи с этим предстояло выяснить характер влияния NS перехода на параметры квантово-флуктуационной логарифмической ползучести β -Sn: получить значения коэффициента α_S и коэффициента деформационного упрочнения κ_S .

Отметим, что особый интерес в настоящее время вызывает вопрос о влиянии NS перехода на процессы деформационного упрочнения металлов. Такое влияние ранее обнаружено в экспериментах, где диаграммы деформирования $\tau(\epsilon)$ в N и S состояниях регистрировались методом активной деформации образцов с постоянной скоростью [15–21]. При изучении монокристаллов чистого Al и сплава Pb–In [15,18] было установлено, что полученные благодаря этим диаграммам значения коэффициентов упрочнения $\kappa = d\tau/d\epsilon$ имели различные значения в нормальном и сверхпроводящем состояниях: $\kappa_N < \kappa_S$. В настоящее время однозначная физическая интерпретация этого эффекта отсутствует. Так как кинетика нестационарной квантовой ползучести также существенно зависит от процессов деформационного упрочнения, то ее изучение в N и S состояниях дает возможность получать дополнительную информацию о проявлениях указанного эффекта и его природе.

Кроме того, следует отметить, что в современной физике пластичности отсутствует достаточно общая микроскопическая теория упрочнения, которая способна описать закономерности накопления деформационных дефектов и зависимость от деформации внутренних напряжений $\tau_i(\epsilon)$ в кристаллах с различными решеточными структурами, типами химической связи между атомами, состояниями электронной подсистемы и при различных условиях деформирования (активная деформация, ползучесть и т.д.). Чаще всего коэффициент деформационного упрочнения κ вводится в теорию пластичности как параметр в феноменологическом соотношении (2). Поэтому отдельный интерес представляет вопрос о сопоставимости и идентичности значений κ , получаемых различными способами и в различных условиях: на основе диаграмм активной деформации или при анализе кривых нестационарной ползучести, вблизи предела текучести или на различных стадиях деформирования, при разных

значениях температуры и скорости деформирования, в различных электронных состояниях кристалла и т.п. Эти соображения также учитывались при формулировке задач настоящей работы.

1. Методика эксперимента

Изученные в настоящей работе монокристаллические образцы β -Sn чистотой 99,9995% имели такую же ориентацию и форму, как и в работе [1]: ось растяжения образцов совпадала с направлением $\langle 110 \rangle$, благоприятным для скольжения по системе $(100)\langle 010 \rangle$, а их форма имела вид двойных лопаток с размерами рабочей части $25 \times 5 \times 1,5$ мм. Регистрация кривых нестационарной ползучести и их анализ также выполнялись по методике, описанной в [1]. В отдельных случаях с целью повышения надежности экспериментальных данных в процедуру измерений вносили изменения, которые отмечены ниже в соответствующих разделах статьи.

Измерения выполнены в температурном интервале от 0,5 до 3,7 К, т.е. ниже критической температуры сверхпроводимости β -Sn. Если возникала необходимость сравнить нестационарную ползучесть в сверхпроводящем и нормальном состояниях, то включением сверхпроводящего соленоида образцы, помещенные внутри него, переводились в нормальное состояние.

Деформирование осуществляли методом ступенчатого нагружения образцов, во время которого каждое последующее приращение внешней нагрузки $\Delta\tau = 0,2\text{--}0,4$ МПа проводили при достижении определенной (стартовой) скорости деформирования $\dot{\epsilon}_{st}$ вдоль кривой ползучести. Таким образом, каждой ступени нагружения отвечала кривая нестационарной ползучести, протяженность которой по времени ограничивалась моментом достижения стартовой скорости. В этих экспериментах, как и в работе [1], в качестве стартовой скорости было выбрано значение $\dot{\epsilon}_{st} = 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. При таком способе деформирования общее количество кривых нестационарной ползучести в каждом эксперименте определялось температурой образца и суммарной деформацией, при которой происходило его разрушение. Серии кривых нестационарной ползучести, полученных при разных температурах, обрабатывали и анализировали для выяснения зависимости ползучести от времени, полной деформации образцов и их температуры.

Опыты проводили на установке, описанной в [22]. Использование в качестве охлаждающей среды жидкого ^4He обеспечивало получение температур 1,8–4,2 К, а температуры 0,5–2 К достигались в рефрижераторе испарения ^3He . Удлинение образцов, отвечавшее каждому приросту внешнего напря-

жения, измеряли индуктивным датчиком, выходной сигнал которого подавался на компьютер и воспроизводился на экране монитора. Точность измерения относительной деформации составляла 10^{-5} , а относительная погрешность измерения температуры была порядка 10^{-2} .

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

2.1. Зависимость ползучести от времени

На рис. 1, *a* приведены типичные кривые ползучести β -олова, полученные в сверхпроводящем состоянии при трех значениях температуры из интересующего нас интервала 0,5–3,7 К.

Известно [5,14], что низкотемпературная нестационарная ползучесть большинства кристаллических материалов чаще всего описывается логарифмическим временным законом (1), при этом

значения коэффициентов α и β существенно зависят от температуры и структурных характеристик деформируемых образцов. Олово — не исключение из этого правила, и логарифмический тип кривых ползучести для этого металла также является доминирующим при низких температурах [23]. Вместе с тем более тщательное изучение временной зависимости $\Delta\varepsilon(t)$, проведенное нами в работах [1,4,23], показало, что при очень низких температурах кривые нестационарной ползучести чистого β -олова имеют более сложный многостадийный характер: логарифмической стадии предшествуют кратковременная стадия I ускоренной ползучести и стадия II экспоненциальной ползучести. Такая стадийность кривых особенно хорошо видна при дополнительном приросте деформации, стимулированном переходом олова из нормального в сверхпроводящее состояние [4].

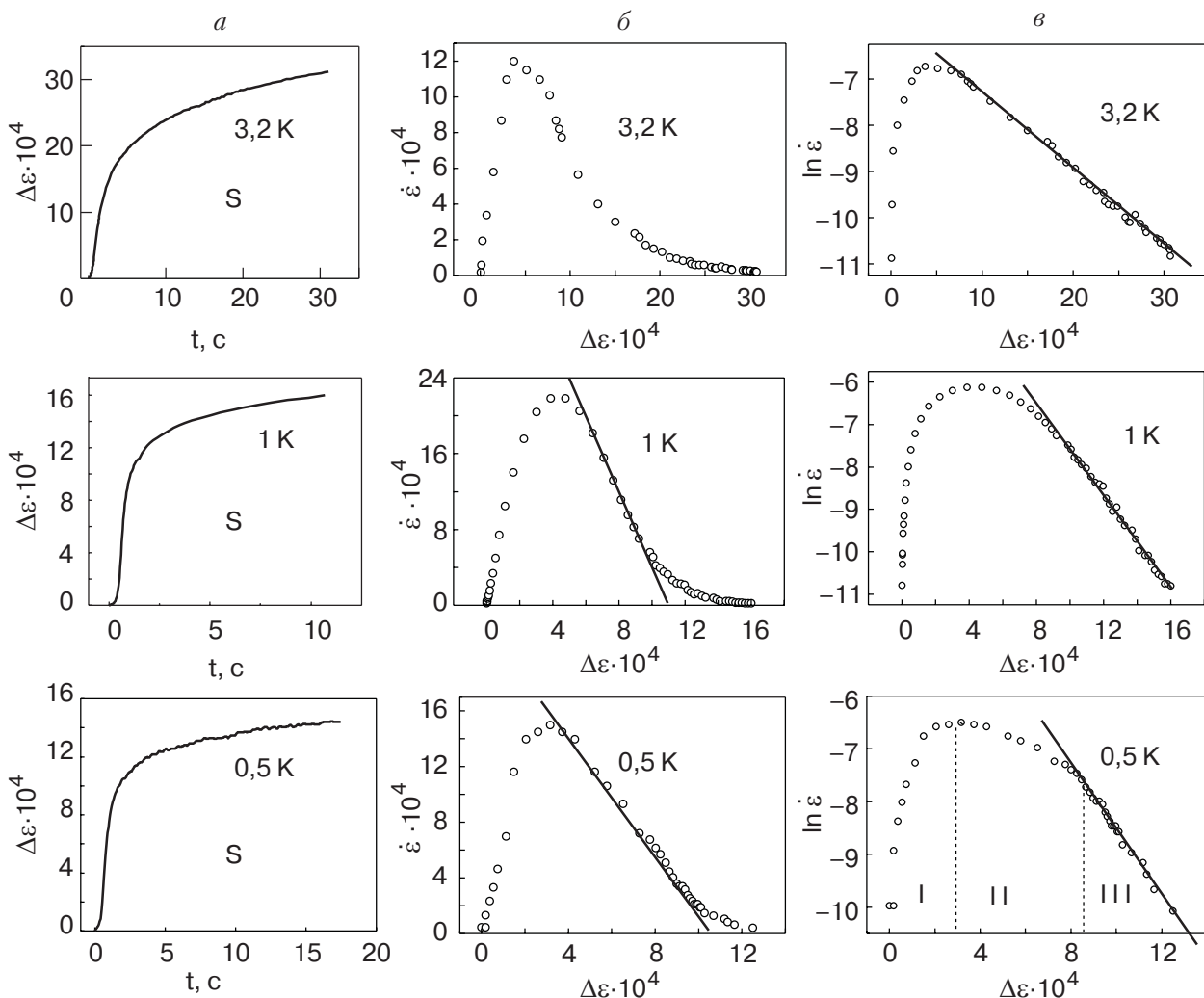


Рис. 1. Характерный вид кривых ползучести, получаемых при деформировании монокристаллов β -олова в сверхпроводящем состоянии в координатах: $\Delta\varepsilon-t$ (*a*); $(t)-\Delta\varepsilon(t)$ (*б*); $\ln \dot{\varepsilon}(t)-\Delta\varepsilon(t)$ (*в*).

Метод выделения указанных стадий на кривых ползучести предложен нами в работе [4]. В соответствии с ним зарегистрированные в экспериментах «машинные» кривые ползучести $\Delta\varepsilon(t)$ должны быть продифференцированы и перестроены в координатах $\dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$ и $\ln \dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$; здесь $\dot{\varepsilon}(t) \equiv d(\Delta\varepsilon)/dt$ — скорость ползучести. Перестройка в координатах $\dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$ приводит к линейризации экспоненциальных участков кривых ползучести (стадия II), которые описываются соотношением

$$\dot{\varepsilon}(t) = \dot{\varepsilon}(t_m) - C_d [\Delta\varepsilon(t) - \Delta\varepsilon(t_m)], \quad (3)$$

где t_m — момент времени, соответствующий достижению максимальной скорости деформации на кривых ползучести, а C_d — постоянная, определяемая наклоном линейризованных участков. Для выявления логарифмической ползучести (стадия III) проводилась перестройка кривых $\Delta\varepsilon(t)$ в координатах $\ln \dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$, поскольку логарифмическая зависимость (1) эквивалентна соотношению

$$\ln \dot{\varepsilon}(t) = \ln \dot{\varepsilon}(t_f) - \alpha^{-1} [\Delta\varepsilon(t) - \Delta\varepsilon(t_f)], \quad (4)$$

где t_f — момент времени, отвечающий началу логарифмической (флуктуационной) ползучести, а $\Delta\varepsilon(t_f)$ — деформация ползучести, накопленная после догрузки к этому моменту. Наклон линейризованных участков кривых логарифмической ползучести определяется обратной величиной коэффициента α .

Воспользовавшись описанной методикой, мы проанализировали характер кривых ползучести, приведенных на рис. 1,а. Эти кривые были перестроены для выявления экспоненциальной и логарифмической стадий, а результаты перестройки показаны в центральной (рис. 1,б) и правой (рис. 1,в) колонках. На рисунках хорошо виден сложный многостадийный характер развития нестационарной ползучести в условиях крайне низких температур. После очередного приложения к образцу напряжения $\Delta\tau$ возникает кратковременная стадия ускоренной ползучести I, а после достижения максимальной скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}_m$ процесс ползучести переходит в режим затухания и здесь проявляются две основные стадии — экспоненциальная (II) и логарифмическая (III).

Сопоставление рис. 1 с аналогичным рисунком из работы [1], в которой анализировалась ползучесть в нормальном состоянии, показывает, что число и последовательность стадий на кривых ползучести практически не зависит от электронного состояния деформируемых образцов, но существенно зависит от температуры: ускоренная и логарифмическая стадии наблюдаются при всех температурах, тогда как экспоненциальная стадия ярко выражена толь-

ко при самых низких температурах. Повышение температуры и приближение ее к T_c сокращает стадию II, и она исчезает вблизи $T \approx 3$ К. Кривые ползучести в N и S состояниях в этом узком (вблизи T_c) температурном интервале практически совпадают.

Следует подчеркнуть, что качественное подобие кривых нестационарной ползучести в N и S состояниях вовсе не означает, что количественные характеристики деформационных процессов совпадают в этих состояниях. На рис. 2 показаны две кривые ползучести, которые получены в N и S состояниях на одном и том же образце при $T = 0,8$ К и близких значениях полной деформации. После перестройки исходных кривых для выявления динамической и

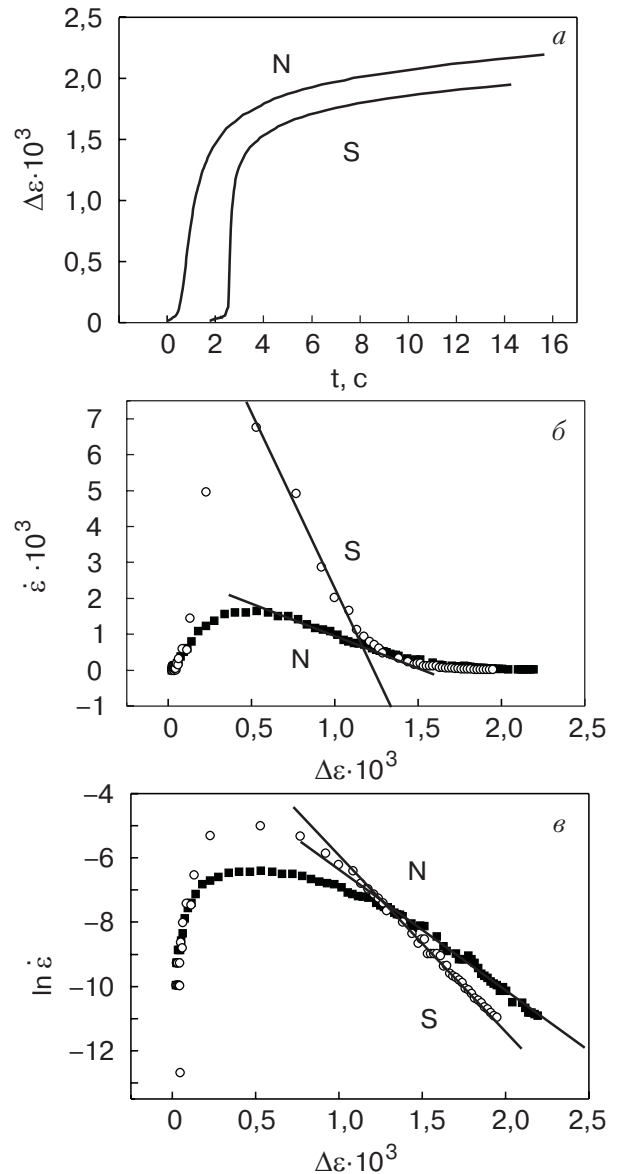


Рис. 2. Кривые ползучести, полученные на одном и том же образце в N и S состояниях при $T = 0,8$ К и деформациях, близких к 0,07, в координатах: $\Delta\varepsilon - t$ (а); $\dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$ (б); $\ln \dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$ (в).

флуктуационной стадий хорошо видно, что в S состоянии коэффициент логарифмической ползучести меньше ($\alpha_S < \alpha_N$), но максимальная скорость ползучести и абсолютное значение коэффициента C_d больше ($\dot{\varepsilon}_m^{(S)} > \dot{\varepsilon}_m^{(N)}$, $C_d^{(S)} > C_d^{(N)}$); физический смысл этих коэффициентов определяют формулы (1), (3) и (4).

В настоящей работе мы не будем акцентировать внимание на фрагментах кривых ползучести, отвечающих ускоренной и экспоненциальной стадиям. Первая достаточно подробно проанализирована в работе [24], а вторая требует специального исследования, которое будет проведено нами позже. Здесь мы подробно обсудим наиболее важный параметр логарифмической стадии ползучести — коэффициент α , а также сравним значение и поведение α_S и α_N .

Значения коэффициентов α_S определяли по наклонам прямолинейных участков кривых ползучести, перестроенных в координатах $\ln \dot{\varepsilon}(t) - \Delta\varepsilon(t)$ (см. рис. 1): тангенс угла наклона этих прямых, согласно (4), равен α^{-1} . Чтобы выявить различия в поведении коэффициентов α_S и α_N , обусловленные различием электронного состояния исследуемых образцов, необходимо получить температурные зависимости этих коэффициентов при одинаковых значениях полной деформации образцов.

2.2. Зависимость коэффициента α от деформации

Деформационные зависимости $\alpha(\varepsilon)_T$ были получены в результате анализа серии кривых нестационарной ползучести, которые регистрировали при фиксированных значениях температуры деформирования образцов. Эти зависимости также являлись основой для определения температурного хода коэффициента $\alpha(T)_\varepsilon$ при фиксированных значениях полной деформации образцов. Уже на предварительном этапе изучения было обнаружено, что в образцах, продеформированных до одинаковых степеней деформации в N и S состояниях, значения α_S систематически меньше значений α_N . Однако большой разброс экспериментальных данных как в одном, так и в другом случаях затруднял получение достоверной картины. Поэтому для подтверждения выявленной особенности мы несколько изменили схему деформирования, что позволило уменьшить разброс экспериментальных точек, связанный со структурным различием исследуемых образцов. А именно: при выбранной температуре опыта один и тот же образец попеременно деформировался либо в N , либо в S состоянии на участках кривой упрочнения $\tau(\varepsilon)$, протяженностью порядка одного процента. Чтобы избежать дополнительного прироста де-

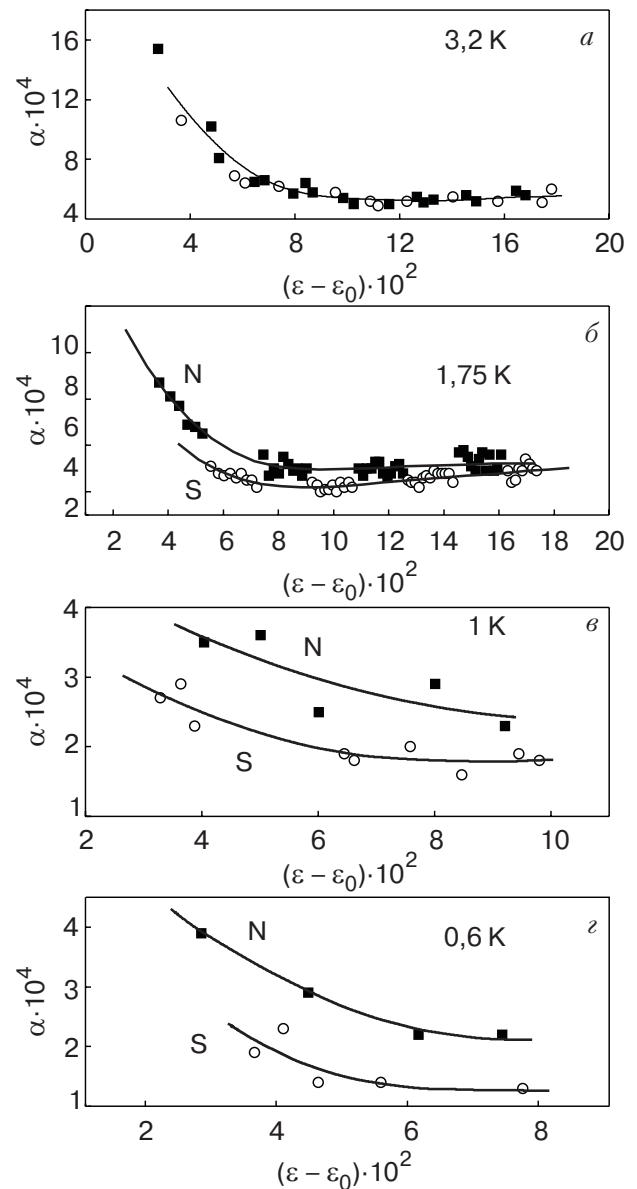


Рис. 3. Зависимость коэффициента α от степени деформации при различных температурах: нормальное состояние (●); сверхпроводящее состояние (○); ε_0 — значения полной деформации образцов на пределе текучести.

формации в момент NS перехода, образец вначале частично разгружался, а затем переводился в сверхпроводящее состояние. Получаемая таким способом деформационная зависимость α разделялась на две ветви: $\alpha_N(\varepsilon)$ и $\alpha_S(\varepsilon)$, показанные на рис. 3 для четырех значений температуры.

Хорошо видно, что при температурах, близких к T_c , значения α_S и α_N совпадают, а при более низких температурах ветвь $\alpha_S(\varepsilon)$ идет значительно ниже, чем $\alpha_N(\varepsilon)$. Аналогичная картина наблюдалась при другой постановке опыта, когда состояние деформируемого образца изменялось непосредственно в процессе ползучести. В этом случае сопоставлялись

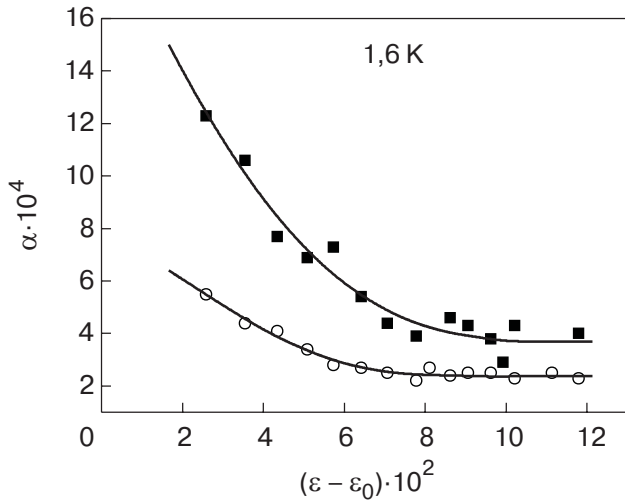


Рис. 4. Зависимость коэффициента α от степени деформации: значения α , соответствующие кривым ползучести в нормальном состоянии перед NS переходом (■); значения α , соответствующие кривым ползучести при NS переходе (○). Данные получены при деформировании одного и того же образца.

между собой значения α_N и $\alpha_{NS} \cong \alpha_S$: первое соответствовало кривой ползучести образца в нормальном состоянии непосредственно перед NS переходом, а второе — приращению ползучести, стимулированному сверхпроводящим переходом, за время, необходимое для уменьшения скорости ползучести в S состоянии до его значения в момент NS перехода. Типичный вид получаемых в этом случае зависимостей $\alpha_N(\epsilon)$ и $\alpha_{NS}(\epsilon)$ показан на рис. 4. Как и на рис. 3, значения $\alpha_{NS} \cong \alpha_S$ лежат значительно ниже значений α_N .

Таким образом, на основе полученных данных можно сделать следующий вывод: приросты деформации на логарифмической стадии нестационарной ползучести в нормальном и сверхпроводящем состояниях отличаются друг от друга даже при одинаковых значениях полной деформации образцов. При этом на всех стадиях деформирования $\Delta\epsilon_S < \Delta\epsilon_N$. Качественно этот результат подтверждает выводы работ [16–21] о влиянии электронного состояния деформируемых сверхпроводников на скорость протекающих в них процессов деформационного упрочнения. Этот эффект может быть обусловлен более высокими значениями коэффициентов упрочнения в образцах, деформируемых в сверхпроводящем состоянии. Ниже мы более подробно обсудим такую возможность, основываясь на данных о температурной зависимости коэффициента $\alpha(T)$ в обоих состояниях.

2.3. Температурная зависимость коэффициента α

На рис. 5 показаны зависимости $\alpha_N(T)_\epsilon$ и $\alpha_S(T)_\epsilon$, характеризующие температурное поведение коэффициента α для образцов β -Sn, продеформированных малыми догрузками в нормальном и сверхпроводящем состояниях до одинаковой величины полной деформации $\epsilon = 0,07$. Точки на этих рисунках определяли путем сечения семейства экспериментальных кривых $\alpha(\epsilon)_T$ прямой $\epsilon = \text{const}$. Выбор секущей со значением $\epsilon = 0,07$ обусловлен тем, что именно для такого сечения нами была определена и проанализирована зависимость $\alpha_N(T)$ в работе [1].

Качественное подобие кривых $\alpha_N(T)_\epsilon$ и $\alpha_S(T)_\epsilon$ свидетельствует об идентичности дислокационных процессов, определяющих ползучесть олова в обоих состояниях: в области $T < T_g \approx 1,3$ К коэффициент α от температуры практически не зависит, что интерпретируется как проявление квантово-туннельного характера движения дислокаций; в области $T > T_g$ имеет место приблизительно линейный рост α с повышением температуры, что свидетельствует о термически активированном движении дислокаций.

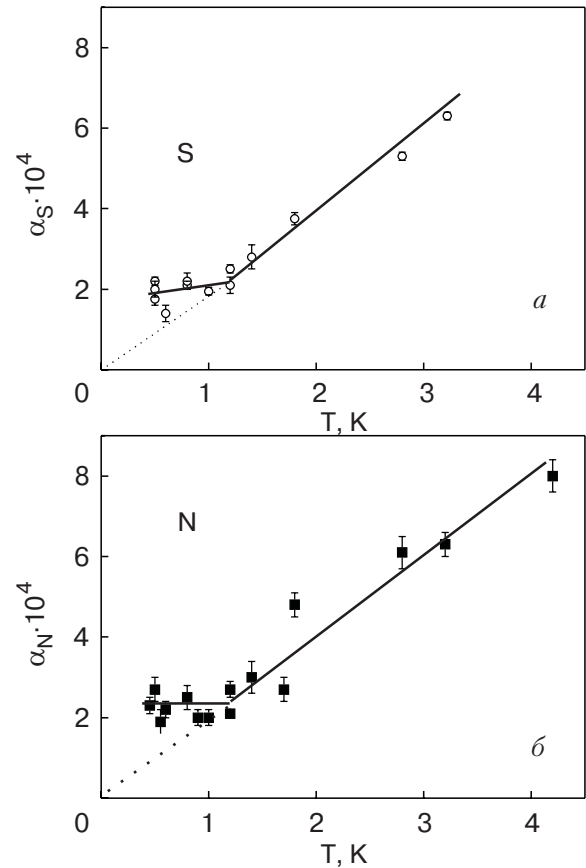


Рис. 5. Температурные зависимости коэффициентов α : в сверхпроводящем (а) и нормальном (б) состояниях.

Довольно большой разброс точек на рис. 5 не позволяет выявить различие значений граничной температуры T_g в нормальном и сверхпроводящем состояниях, хотя при изучении β -Sn методом активной деформации установлено, что интервал квантовой пластичности в S состоянии заметно шире [3]. Вместе с тем следует отметить заметное различие средних значений коэффициента α в различных состояниях в области атермической ползучести ($T < T_g$): $\alpha_N - \alpha_S \approx 4 \cdot 10^{-5}$. В области термически активированной ползучести ($T > T_g$) различие значений α_N и α_S уменьшается и исчезает в окрестностях критической температуры сверхпроводящего перехода.

2.4. Эксперимент и теория

Как уже отмечалось во Введении, чистые монокристаллы β -Sn, ориентированные для преимущественного скольжения по системе $(100)\langle 010 \rangle$, относятся к металлам с высокими барьерами Пайерлса. Пластическая деформация таких металлов определяется движением дислокаций в рельефе Пайерлса, а характер этого движения существенно зависит от величины эффективного деформирующего напряжения $\tau^* = \tau - \tau_i$. При $\tau^* < \tau_P$ элементарным актом пластической деформации является зарождение на дислокациях критических парных кинков, которое происходит благодаря термической активации или квантовым флуктуациям (туннелированию); при $\tau^* > \tau_P$ движение дислокаций происходит в надбарьерном режиме и макроскопическое течение приобретает характер динамического процесса. В более сложных ситуациях указанные режимы движения дислокаций могут реализоваться одновременно либо чередоваться друг с другом. В таких случаях пластическая деформация приобретает черты специфического многостадийного процесса.

Многостадийность нестационарной ползучести β -Sn выявлена и детально проанализирована в наших предыдущих работах [1,4,24], где ползучесть изучалась в условиях очень низких температур — порядка и ниже 1 К. В работе [1] образцы β -Sn деформировали в нормальном состоянии и нестационарную ползучесть вызывали малыми догрузками, а в работах [4,24] она инициировалась сверхпроводящим переходом при выключении закритического магнитного поля. Эксперименты, описанные в начале данного раздела, показали, что многостадийность нестационарной ползучести β -Sn, вызываемой догрузками, имеет место и в сверхпроводящем состоянии. Стадийность кривых нестационарной ползучести зарегистрирована также при изучении влияния NS перехода на ползучесть ГЦК металлов, в которых основными препятствиями для скольжения дислокаций являются примесные барьеры [25]. Ре-

зультаты всех указанных выше экспериментов позволяют утверждать, что многостадийность является универсальным свойством нестационарной ползучести. Но следует подчеркнуть, что продолжительность отдельных стадий на многостадийных кривых существенно зависит от внутреннего состояния образцов и условий эксперимента: возможны ситуации, когда отдельные стадии (чаще всего — динамическая) могут вовсе исчезать.

Регистрация в экспериментах многостадийных кривых нестационарной ползучести и их последующий анализ дают весьма разнообразную информацию о микроскопических процессах и механизмах движения дислокаций: о типе, параметрах и механизмах преодоления дислокациями барьеров, которые тормозят их движение; об относительной роли в этих механизмах квантовых эффектов, термической активации и электронного трения; о процессах деформационного упрочнения и факторах, которые существенно влияют на интенсивность этих процессов. Разумеется, получение такой информации становится возможным только при наличии адекватной дислокационной теории нестационарной ползучести.

Теория пластического течения с постоянной скоростью и многостадийной нестационарной ползучести, основанная на анализе флуктуационного и динамического режимов движения дислокаций в рельефе Пайерлса, развита одним из авторов настоящей статьи (В. Нациком) в Приложениях к работам [3,4]. В частности, эта теория содержит детальное описание флуктуационной (логарифмической) стадии ползучести в классическом (термически активированное движение дислокаций) и в квантовом (туннелирование дислокаций) пределах. В [1,4] получены явные выражения для интересующего нас коэффициента α , которые устанавливают его связь с параметрами дислокационной струны и рельефа Пайерлса, а также с внутренними напряжениями и коэффициентом деформационного упрочнения.

Квантовые свойства дислокационной струны в рельефе Пайерлса характеризуются двумя параметрами: характеристической квантовой температурой Θ_P и безразмерным параметром квазиклассичности Q_0 . Физический смысл этих параметров детально описан в [3], там же получены эмпирические оценки величин напряжения Пайерлса и квантовых параметров дислокаций для системы скольжения $(100)\langle 010 \rangle$ в β -Sn: $\tau_P = 1,2 \cdot 10^7$ Па, $Q_0 = 500$, $\Theta_P = 3,3$ К.

В классическом пределе (при достаточно высоких значениях температуры $T > \Theta_P$) температурная зависимость коэффициента логарифмической ползучести в формуле (1) описывается выражением

$$\alpha(T) = \frac{8\tau_P}{5\kappa Q_0} \left(\frac{T}{\Theta_P} \right) \delta_{\tau_f}^{-1/4}, \quad T \gg \Theta_P, \quad (5)$$

где $\delta_{\tau_f} = (1 - \tau_f^* / \tau_P)$ — силовой параметр, задаваемый уровнем эффективного напряжения τ_f^* в начальный момент логарифмической ползучести t_f . В квантовом пределе этот коэффициент не зависит как от температуры, так и от силового параметра δ_{τ_f} и описывается выражением

$$\alpha_{N,S} = \frac{2s_0\tau_P}{\kappa_{N,S}Q_0}, \quad T \ll \Theta_P, \quad (6)$$

где $s_0 \approx 0,9$ — численный коэффициент. Граничная температура T_g , разделяющая области термически активируемой и квантовой ползучести, имеет величину порядка:

$$T_g \approx \Theta_P \delta_{\tau_f}^{-1/4}. \quad (7)$$

Замечательной особенностью теоретического выражения (6) для коэффициента α в области квантовой ползучести является наличие в нем только одного параметра — коэффициента деформационного упрочнения κ , который может, вообще говоря, существенно изменяться при сверхпроводящем переходе. Коэффициент электронного трения дислокаций в этих формулах отсутствует, а параметры τ_P , Θ_P и Q_0 определяются решеточными характеристиками металла и не должны испытывать существенных изменений при сверхпроводящем переходе в электронной подсистеме. Только второй параметр логарифмической ползучести — коэффициент β в формуле (1) — существенно зависит от коэффициента электронного трения дислокаций, и эта зависимость является основной причиной резкого увеличения скорости ползучести при NS переходе [4].

Таким образом, формула (6) позволяет получить значения $\kappa_{N,S}$ путем измерения значений коэффициента $\alpha_{N,S}$. Отметим, что получение эмпирических оценок для $\kappa_{N,S}$ в области термически активированной ползучести $T_g < T < T_c$ является более сложной задачей. В этом случае экспериментальные значения $\alpha_{N,S}(T)$ дают возможность, согласно формуле (5), найти только величину произведения $(\kappa \delta_{\tau_f}^{1/4})_{N,S}$, поэтому значения $\kappa_{N,S}$ можно получить, если имеется возможность независимого определения $\delta_{\tau_f}^{N,S}(T)$ (подробнее см. [1]).

2.5. Влияние сверхпроводящего перехода на деформационное упрочнение

Процессы и механизмы деформационного упрочнения кристаллических материалов относятся к одной из центральных проблем физики пластичности и прочности. Основные представления этой пробле-

мы на качественном уровне разработаны достаточно хорошо и сводятся к следующим положениям:

- по мере увеличения полной пластической деформации кристалла ε в его объеме происходит накопление структурных дефектов, которые создают возрастающие с увеличением ε дальнедействующие поля внутренних напряжений $\tau_i(\varepsilon)$, а также непреодолимые для скользящих дислокаций локальные препятствия;

- учет этих эффектов в дислокационной теории пластичности обычно сводится к предположению, что эффективное сдвиговое напряжение τ^* , которое перемещает свободные от жестких точек закрепления сегменты дислокационных линий в их плоскостях скольжения, можно представить в виде разности $\tau^* = \tau - \tau_i(\varepsilon)$ внешнего деформирующего напряжения τ и внутреннего напряжения $\tau_i(\varepsilon)$;

- предполагается, что функция $\tau_i(\varepsilon)$ имеет положительную производную $\kappa = d\tau_i(\varepsilon)/d\varepsilon > 0$, и эта величина (интенсивность упрочнения) рассматривается как одна из основных характеристик эффекта деформационного упрочнения.

При заданной скорости пластической деформации ($\dot{\varepsilon} = \text{const}$) и постоянной средней скорости дислокаций (т.е. предполагается постоянство плотности подвижных дислокаций) τ^* остается постоянным в процессе деформации, а деформирующее напряжение $\tau = \tau^* + \tau_i(\varepsilon)$ возрастает с увеличением деформации ε в соответствии с увеличением внутренних напряжений $\tau_i(\varepsilon)$. В этих условиях, соответствующих активной деформации, в экспериментах регистрируется диаграмма деформирования $\tau(\varepsilon)$, а ее графическое дифференцирование позволяет получать значения $\kappa(\varepsilon)$. При деформировании монокристаллических образцов эта диаграмма, как правило, состоит из нескольких участков (стадий) с постоянными в пределах каждой из них значениями κ , которые называются коэффициентами упрочнения для данной стадии.

Наряду с модулями упругости и пределами текучести число стадий упрочнения и соответствующие им значения коэффициентов упрочнения являются важнейшими характеристиками кристаллов, которые определяются при механических испытаниях, а исследование механизмов упрочнения — одна из важнейших задач физики пластичности. При ее решении в первую очередь выясняется роль различных внутренних и внешних факторов, оказывающих существенное влияние на процесс упрочнения и величину коэффициентов κ . К ним относятся: тип решеточной структуры и состояние электронной подсистемы кристалла; примесный состав и характер распределения примесей; исходная дислокационная структура образцов и ее эволюция в процессе

деформирования; температура, скорость деформации, внешние поля и т.д. Такое многообразие существенных факторов затрудняет экспериментальное изучение процессов упрочнения и объясняет отсутствие единой достаточно общей и последовательной микроскопической теории, позволяющей описать механизмы эволюции внутренних напряжений, явный вид функции $\tau_i(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \dots)$ и интенсивность упрочнения $\kappa = \partial\tau_i / \partial\varepsilon = \kappa(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \dots)$, которая в общем случае также зависит от всех перечисленных факторов.

Для получения информации о механизмах деформационного упрочнения и определения значений κ на различных стадиях деформирования в физике пластичности довольно часто используются также механические испытания методом ползучести: деформирование образцов малыми догрузками $\Delta\tau$ и регистрация инициированных ими кривых затухающей ползучести $\Delta\varepsilon(t)$. В таких экспериментах деформирующее напряжение τ после очередной догрузки остается постоянным ($\tau = \tau_0 + \Delta\tau = \text{const}$), а внутреннее напряжение $\tau_i(\varepsilon)$ возрастает в меру приращения деформации ползучести $\Delta\varepsilon$ ($\tau_i(\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon) - \tau_i(\varepsilon_0) = \Delta\tau_i > 0$). Малая величина деформации $\Delta\varepsilon$ в пределах отдельной кривой ползучести и предположение о плавном характере зависимости $\tau_i(\varepsilon)$ позволяют определить коэффициент упрочнения как отношение приращений $\Delta\tau_i$ и $\Delta\varepsilon$ ($\kappa = \Delta\tau_i / \Delta\varepsilon$). Таким образом, можно считать, что затухание ползучести является результатом уменьшения эффективного деформирующего напряжения вследствие увеличения внутренних напряжений, и в пределах отдельной кривой ползучести $\Delta\varepsilon(t)$ пользоваться линейным законом упрочнения (2). В дислокационной физике ползучести показано, что если рассматривать ползучесть как результат флуктуационного движения дислокаций (термически активированного [5,27] или квантового [1-4]) и предполагать линейный закон упрочнения (2), то решение уравнения деформирования приводит к логарифмическому закону ползучести (1).

В конечном итоге теория приводит к соотношениям (5) и (6), которые позволяют получить эмпирические оценки для коэффициентов упрочнения на основе анализа кривых логарифмической ползучести, зарегистрированных на различных стадиях деформирования в тех или иных экспериментальных условиях. Варьирование в этих экспериментах различных факторов, влияющих на процесс деформационного упрочнения, дает возможность значительно увеличить объем информации, необходимый для разработки последовательной физики деформационного упрочнения. Отдельный интерес представляет также вопрос о сравнении закономерностей уп-

рочнения и его количественных характеристик, полученных различными экспериментальными методами: при механических испытаниях методом активной деформации, методом ползучести и т.д.

Конечная цель данного исследования — выявление в условиях ползучести эффекта влияния электронного состояния металла на процесс деформационного упрочнения чистого β -Sn (металла с тетрагональной объемноцентрированной решеткой), а также сравнение полученных результатов с наблюдениями этого эффекта методом активной деформации при изучении чистого Al и сплава Pb-In (металлы с ГЦК решеткой) [18]. Полученные в настоящей работе численные значения, деформационные и температурные зависимости коэффициентов логарифмической ползучести $\alpha_N(\varepsilon, T)$ и $\alpha_S(\varepsilon, T)$ (рис. 3-5) вместе с формулами (5)-(7), позволяют получить эмпирические оценки для κ_N и κ_S . Такие оценки проще всего выполнить для квантовой области (0,5-1,3 К), поскольку значения $\kappa_{N,S}$ в ней определяются только величиной $\alpha_{N,S}$ и известными для β -олова параметрами теории ($s_0 = 0,9$, $\tau_P \cong 1,2 \cdot 10^7$ Па, $Q_0 = 500$ [1,3]). Можно, например, воспользоваться данными о деформационной зависимости $\alpha_{N,S}(\varepsilon, T)$ при двух значениях температуры эксперимента 1 К и 0,6 К (рис. 3, в, г) и построить соответствующие им деформационные зависимости $\kappa_{N,S}(\varepsilon)$: результат проведенных расчетов показан на рис. 6. Как было отмечено в разд. 2.2, кривые ползучести, анализ которых дал точки на рис. 3, были зарегистрированы при каждой температуре на одном и том же образце вдоль всей деформационной кривой, что позволяет четко выделить две ветви значений коэффициентов логарифмической ползучести α_N и α_S и, следовательно, две ветви соответствующих им деформационных зависимостей $\kappa_{N,S}(\varepsilon)_T$ на рис. 6. На этом рисунке видно, что $\kappa_S > \kappa_N$, а численной характеристикой эффекта могут служить значения отношения $\kappa_S / \kappa_N \sim 1,4-1,7$.

Таким образом, анализ кривых нестационарной ползучести монокристаллов β -олова отдельно в нормальном и сверхпроводящем состояниях приводит к заключению о заметном влиянии NS перехода на интенсивность деформационного упрочнения, при этом в области квантовой ползучести $\kappa_S \sim 1,5\kappa_N$. Данное заключение вместе с результатами работ [16-21,26] подтверждает общность эффекта для довольно широкого класса металлических сверхпроводников.

При поисках возможных микроскопических (дислокационных) механизмов наблюдаемого эффекта полезно обратить внимание на еще одно интересное наблюдение [20,21,26]. Сравнение величин остаточного электросопротивления металлического

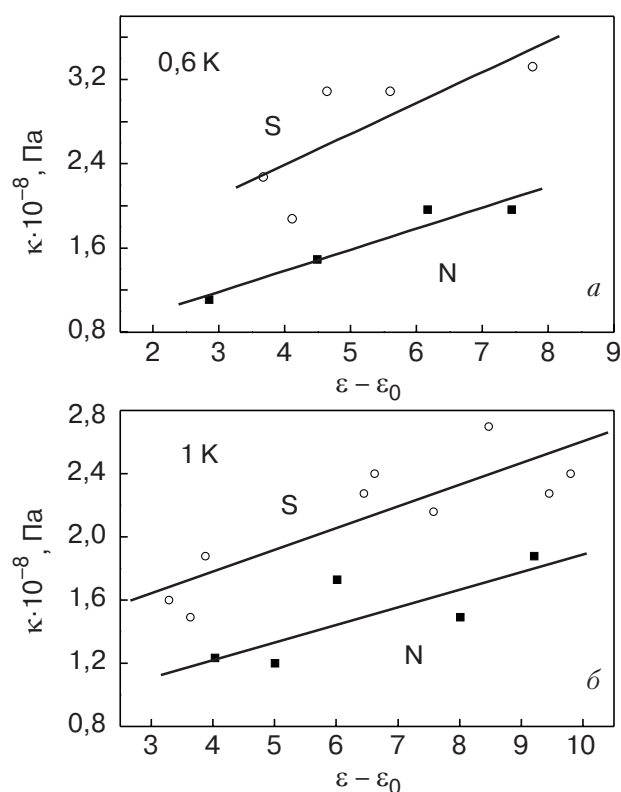


Рис. 6. Зависимости коэффициентов κ_N и κ_S от полной деформации образцов, полученные на основе анализа кривых логарифмической ползучести и при использовании результатов теории квантовой ползучести [4]; температура эксперимента, К: 0,6 (а); 1 (б); нормальное состояние (■), сверхпроводящее состояние (○).

образца, который был продеформирован сначала в нормальном, а потом в сверхпроводящем состояниях (при идентичности остальных условий деформирования — температуры, скорости, полной деформации), показало, что скорость накопления в образце деформационных дефектов, ответственных за прирост электросопротивления образца, в сверхпроводящем состоянии значительно выше, чем в нормальном. Авторы [20,21,26] интерпретируют эту особенность как результат возникновения в образцах, деформируемых в сверхпроводящем состоянии, избыточной (по сравнению с нормальным состоянием) концентрации точечных дефектов. Предполагается, что источником точечных дефектов (вакансий и межузельных атомов) являются подвижные ступеньки (*jogs*), образующиеся на скользящих дислокациях при пересечении их с дислокациями «леса». Так как в сверхпроводящем кристалле скользящие дислокации движутся с более высокими скоростями [4,7,14,15], число актов пересечения их с дислокациями «леса» в единицу време-

ни больше, чем в нормальном состоянии, и это приводит к появлению избыточной плотности точечных дефектов. В свою очередь, увеличение концентрации дислокационных ступенек и точечных дефектов создает предпосылки для накопления в образце препятствий, непреодолимых для скользящих дислокаций, способствует формированию дополнительных дислокационных скоплений и, в конечном итоге, приводит к росту внутренних напряжений. Наиболее ярко процессы такого типа выражены в ГЦК металлах, в которых дислокации «леса» являются основными препятствиями для скользящих дислокаций [27], но в объемноцентрированных металлах с высокими барьерами Пайерлса роль дислокаций «леса» менее существенна. Наблюдаемые особенности влияния *NS* перехода на величину коэффициента упрочнения в ГЦК металлах [18] и в β -олове (наши данные) качественно соответствуют этому утверждению: для чистого Al и сплава Pb-In $\max(\kappa_S/\kappa_N) \approx 1,4-3$, для β -олова $\max(\kappa_S/\kappa_N) \approx 1,4-1,7$.

Высказанные выше соображения могут рассматриваться как первое приближение в интерпретации на качественном уровне эффекта влияния *NS* перехода на интенсивность деформационного упрочнения металлов. Некоторые другие возможные механизмы такого влияния отмечены в работах [15,18]. Дальнейшие уточнения и детализация этих механизмов требуют дополнительных исследований: изучения процессов, которые определяют накопление в деформируемых металлах точечных дефектов и дислокационных скоплений, выяснения влияния на эти процессы специфических условий глубокого охлаждения и резких изменений условий деформирования, таких как скорость деформации, температура, состояние электронной подсистемы и т.п.

Заключение

В настоящей работе авторы поставили перед собой задачу изучить влияние сверхпроводящего перехода на кинетику квантовой ползучести монокристаллов β -олова и выделить те особенности этой кинетики, которые отличают ползучесть идентичных образцов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Ранее, в работе [1], было показано, что вплоть до 0,5 К малые догрузки нормальных образцов β -олова, ориентированных для скольжения по системе (100) $\langle 010 \rangle$, вызывают ползучесть, затухающую по логарифмическому закону (1). В области температур $T < T_g \approx 1,3$ К такая ползучесть имела квантовый характер ($\alpha(T) = \text{const}$), обусловленный туннелированием парных дислокационных кинков через барьеры потенциального рельефа Пай-

ерлса. Повторив эти эксперименты на образцах, находившихся при температурах $T < T_c \approx 3,7$ К в сверхпроводящем состоянии, мы показали, что сверхпроводящий переход сохраняет как логарифмический закон ползучести (1), так и ее квантовый характер при температурах ниже 1,3 К.

Составной частью рассматриваемой задачи являлось также изучение влияния сверхпроводящего перехода на интенсивность деформационного упрочнения монокристаллов чистого β -олова в процессе затухающей ползучести. Интерес к этой проблеме был инициирован наблюдением существенного различия между значениями коэффициента деформационного упрочнения κ в сверхпроводящем (κ_S) и нормальном (κ_N) состояниях при деформировании методом активной деформации монокристаллов чистого Al и сплава Pb–In [15–18], а также и моно- и поликристаллов чистого свинца [19–21]. Оказалось, что $\kappa_S > \kappa_N$ и максимальное различие достигает величины $\max(\kappa_S/\kappa_N) \approx 1,4\text{--}3$ [18]. Анализ кривых логарифмической ползучести β -олова, зарегистрированных при деформировании образцов в N и S состояниях, показал, что при одинаковых значениях температуры и полной деформации имеет место систематическое различие значений коэффициента α : $\alpha_S < \alpha_N$. Замечательной особенностью квантовой ползучести, вытекающей из теории этого процесса [3], является наличие непосредственной связи между коэффициентом α и коэффициентом деформационного упрочнения κ — формула (6). Это обстоятельство позволило получить эмпирические оценки для значений коэффициента $\kappa_{N,S}$ соответственно в N или в S состоянии: было показано, что значения κ_S заметно превышают значения κ_N , $\max(\kappa_S/\kappa_N) \approx 1,4\text{--}1,7$.

Сравнение полученного результата с результатами работ [18–21] позволяет сделать вывод: эффект увеличения интенсивности деформационного упрочнения металла при его переходе из нормального в сверхпроводящее состояние имеет общий характер для металлических сверхпроводников. Этот эффект наблюдается при изучении металлов с существенно различными механизмами пластического скольжения: деформация ГЦК металлов и сплавов определяется торможением дислокаций примесными барьерами и дислокациями «леса»; при деформации чистого β -олова (ОЦТ решетка) основным препятствием для скольжения дислокаций являются барьеры Пайерлса, а их пересечения с дислокациями «леса» играют менее существенную роль. В настоящее время имеется достаточно много оснований заключить, что первопричина обнаруженного эффекта — резкое увеличение при NS переходе скоростей отдельных дислокаций, обусловленное уменьшени-

ем электронной вязкости при таком переходе. Из общих соображений следует, что увеличение скорости скользящей дислокации увеличивает вероятность образования на ней ступенек и интенсивность накопления межузельных атомов и вакансий, возникающих при неконсервативном движении ступенек. Эти соображения коррелируют с наблюдением эффекта влияния NS перехода на скорость деформационного прироста остаточного электросопротивления металлов [19–21,26].

Авторы благодарны В.В. Пустовалову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках целевой программы ОФА НАН Украины, тема 1.4.10.1.8.

1. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Л.Г. Иванченко, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **30**, 340 (2004).
2. Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, *ФММ* **63**, 386 (1987).
3. В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).
4. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко, *ФНТ* **29**, 451 (2003).
5. Ф. Гарофало, *Законы ползучести и длительной прочности металлов*, Металлургия, Москва (1968).
6. Б.В. Петухов, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
7. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
8. В.Д. Нацик, А.М. Рошупкин, *ФНТ* **6**, 101 (1980).
9. Б.В. Петухов, *ФНТ* **11**, 1090 (1985).
10. Б.В. Петухов, *ФНТ* **12**, 749 (1986).
11. В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Т.И. Вайнблат, *Препринт*, Харьков, ФТИНТ АН УССР (1969).
12. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, В.П. Лебедев, *ДАН СССР* **188**, 803 (1969).
13. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, and T.I. Vainblat, *Phys. Status Solidi* **A37**, 47 (1970).
14. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).
15. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *ФНТ* **32**, 3 (2006).
16. V.I. Dotsenko, A.I. Landau, and V.V. Pustovalov, *Phys. Status Solidi* **B66**, 279 (1974).
17. И.Н. Кузьменко, *Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук*, Харьков, ФТИНТ АН УССР (1984).
18. В.В. Пустовалов, И.Н. Кузьменко, Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **30**, 109 (2004).
19. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, *ФТТ* **33**, 2994 (1991).
20. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, *ФТТ*, 18, 3684 (1976).
21. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, *Металлофизика* **8**, 114 (1986).
22. М.М. Калугин, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, И.А. Шепель, *ФНТ* **19**, 713 (1993).

23. Г.И. Кириченко, В.П. Солдатов, *ФММ* **54**, 560 (1982).
24. В.П. Солдатов, В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **27**, 1427 (2001).
25. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, T.I. Vainblat, and L.A. Danilenko, *Phys. Status Solidi* **B53**, 261 (1972).
26. И.А. Гиндин, В.П. Лебедев, Я.Д. Стародубов, *ФТТ* **14**, 2025 (1972).
27. Ж. Фридель, *Дислокации*, Мир, Москва (1967).

Quantum creep of β -Sn in normal and superconducting states. NS transition effect on work hardening

V.D. Natsik, V.P. Soldatov,
L.G. Ivanchenko, and G.I. Kirichenko

The studying begun earlier kinetics of transient logarithmic creep of β -Sn single crystals at very low temperatures $0.5 \text{ K} < T < 4.2 \text{ K}$, carried out at deformation of samples in normal (N) an electronic condition, is continued. Boundary temperature $T_g \approx 1.3 \text{ K}$ was detected which separated the ranges of thermally activated ($T > T_g$) and quantum ($T < T_g$) the plasticity controllable by movement of dislocation through Peierls barriers. In the work under consideration the experiments were performed in the

superconducting (S) state ($0.5 \text{ K} < T < T_c = 3.7 \text{ K}$). It is shown that the NS transition remains the logarithmic creep, its quantum nature at $T < T_g$ and the boundary temperature $T_{gs} \approx T_{gn} \approx 1.3 \text{ K}$. Analysis of the logarithmic curves of creep in the quantum region makes it possible to obtain empirical estimates of work-hardening coefficient for the samples studied. It is found that the coefficient value increases considerably under NS transition, and along the deformation curve the work hardening in the S state occurs more intensive and is, on the average, $\kappa_S \approx 1.5\kappa_N$. Such an effect was observed in the studies of plasticity for some FCC metals made by the method of active deformation at a constant rate (V.V. Pustovalov, I.N. Kusmenko, N.V. Isaev, V.S. Fomenko, and S.E. Shumilin, *Fiz. Nizk. Temp* **30**, 109 (2004)). Comparison of results of this and present work suggested that the effect of increasing work-hardening intensity under superconducting transition is common to metal superconductors and shows itself at different roads of deformation. Possible reasons of the effect are considered within the frame of the general concepts of dislocation physics.

Keywords: tin, superconducting, quantum creep, work hardening.