

Количественный анализ скачка деформации ползучести β -олова, стимулированного сверхпроводящим переходом

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: natsik@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 23 июля 2002 г.

Продолжено начатое ранее (В.П. Солдатов и др., *ФНТ* **27**, 1421 (2001)) детальное изучение кинетики нестационарной ползучести монокристаллов чистого β -Sn, стимулированной сверхпроводящим n - s переходом. Образцы были ориентированы для скольжения по системе $(100)\langle 010 \rangle$. В этом случае кинетика ползучести определялась движением дислокаций через барьеры потенциального рельефа Пайерлса. Эксперименты выполнены при температурах $T_1 = 1,6$ К и $T_2 = 3,2$ К, меньших критической температуры олова $T_c = 3,72$ К; n - s и s - n переходы осуществлялись выключением и включением магнитного поля. Подтвержден стадийный характер кривых ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$ после n - s перехода: при $T_1 = 1,6$ К выявлены переходная, динамическая и флуктуационная стадии; при $T_2 = 3,2$ К — переходная и флуктуационная стадии. Изучены зависимости количественных характеристик каждой стадии от величины скорости ползучести в момент n - s перехода и полной предварительной деформации образца. Методом малых догрузок построены макроскопические диаграммы деформирования β -Sn при указанных температурах и определены коэффициенты деформационного упрочнения, характеризующие интенсивность упрочнения на макромасштабном уровне. В Приложении изложена теория низкотемпературной ползучести металлов, обусловленной квантовым (туннельным), динамическим и термически активированным движением дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. Проведено сопоставление с теорией особенностей и характеристик динамической и флуктуационной стадий кривых ползучести олова $\delta\epsilon_{ns}(t)$, зарегистрированных в экспериментах. Установлен квантовый характер флуктуационной стадии ползучести олова в изученном температурном интервале. В результате анализа кривых ползучести получены оценки для коэффициента деформационного упрочнения на макро- и микромасштабном уровнях, выявлено и обсуждено различие интенсивностей упрочнения на макро- и микромасштабном уровнях. Установлено, что нестационарная ползучесть β -Sn в области температур жидкого гелия обусловлена низкоэнергетическими дислокационными процессами, которые связаны с туннельным преодолением эффективных потенциальных барьеров величиной порядка 10^{-3} эВ.

Продовжено почате раніше (В.П. Солдатов та інші, *ФНТ* **27**, 1421 (2001)) детальне дослідження кінетики нестационарної повзучості монокристалів чистого β -Sn, стимульованої надпровідним n - s переходом. Зразки були орієнтовані для ковзання по системі $(100)\langle 010 \rangle$. У цьому випадку кінетика повзучості визначалася рухом дислокацій крізь бар'єри потенціального рельєфу Пайерлса. Експерименти виконано при температурах $T_1 = 1,6$ К та $T_2 = 3,2$ К, котрі менші від критичної температури олова $T_c = 3,72$ К; n - s і s - n переходи здійснювалися виключенням і включенням магнітного поля. Підтверджено стадійний характер кривих повзучості $\delta\epsilon_{ns}(t)$ після n - s переходу: при $T_1 = 1,6$ К виявлено перехідну, динамічну і флуктуаційну стадії; при $T_2 = 3,2$ К — перехідну і флуктуаційну стадії. Вивчено залежності кількісних характеристик кожної стадії від величин швидкості повзучості в момент n - s переходу і повної попередньої деформації зразка. Методом малих довантажень побудовано макроскопічні діаграми деформування при вказаних значеннях температури і визначено коефіцієнти деформационного зміцнення, котрі характеризують інтенсивність зміцнення на макромасштабному рівні.

У Додатку викладено теорію низькотемпературної повзучості металів, обумовленої квантовим (тунельним), динамічним та термічно активованим рухом дислокацій у потенціальному рельєфі Пайерлса. Проведено співставлення з теорією особливостей і характеристик динамічної та флуктуаційної стадій повзучості олова $\delta\epsilon_{ns}(t)$, зареєстрованих в експериментах. Встановлено квантовий характер флуктуаційної повзучості олова у вивченому інтервалі температур. Як наслідок аналізу кривих повзучості одержано оцінки для коефіцієнта деформаційного зміцнення на макро- і мікромасштабному рівнях, виявлено і обговорено різницю інтенсивностей зміцнення на макро- і мікромасштабному рівнях. Встановлено, що нестационарна повзучість β -Sn в області температур рідкого гелію обумовлена низькоенергетичними дислокаційними процесами, котрі пов'язані з тунельним подоланням ефективних потенціальних бар'єрів величиною порядку 10^{-3} еВ.

PACS: 62.20.Hg, 61.70.Le, 74.25.Ld

Введение

Переход металлического сверхпроводника из нормального в сверхпроводящее состояние (n - s переход) при деформировании его в режиме ползучести существенным образом изменяет кинетику этого процесса: резко возрастает скорость и появляется дополнительное приращение деформации ползучести [1,2]. Такая реакция на смену электронного состояния — одно из проявлений эффекта пластификации (разупрочнения) металла сверхпроводящим переходом [3,4]. Установлено, что первопричиной данного эффекта является резкое уменьшение электронного трения дислокаций вследствие куперовской конденсации электронов проводимости [4–6], поэтому его изучение дает уникальную возможность выяснить роль электронов проводимости в разнообразных процессах низкотемпературной пластичности металлов. Кроме того, эксперимент показал, что количественные характеристики эффекта пластификации весьма чувствительны к типу, величине и концентрации барьеров, контролирующей подвижность дислокаций в деформируемом сверхпроводнике [7–11]. Данное обстоятельство позволяет использовать изучение эффекта пластификации для решения целого ряда более общих задач дислокационной физики пластичности. Одна из таких задач — выяснение относительной роли термических и квантовых флуктуаций, а также роли фононной и электронной вязкостей в процессах преодоления дислокациями локальных и протяженных барьеров различного типа, препятствующих их скольжению.

В работе [12] нами была изучена кинетика прироста деформации ползучести, вызванного n - s переходом, в монокристаллических образцах чистого β -олова при деформировании их по системе скольжения $(100)\langle 010 \rangle$. Эксперимент выполнен при температуре $1,6 \text{ K} < T_c = 3,72 \text{ K}$ (T_c — критическая температура сверхпроводящего перехода), а прямой n - s и обратный s - n переходы осуществлялись выключением и включением внешнего магнитного

поля $H > H_c$ (H_c — критическое поле перехода). Изменение прироста деформации $\delta\epsilon_{ns}(t)$ после n - s перехода при грубой регистрации имеет скачкообразный характер: наблюдается значительное увеличение деформации за малые промежутки времени (рис. 1,а). Однако с помощью быстродействующей системы развертки было установлено, что этот «скачок» состоит из нескольких стадий (рис. 1,б). На первой стадии скорость ползучести $\dot{\epsilon}_s(t)$ в сверхпроводящем состоянии нарастает от ее значения $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ в нормальном состоянии в момент перехода t_{ns} до максимального значения $\dot{\epsilon}_s(t_m)$ в некоторый момент времени t_m . В дальнейшем при $t > t_m$ скорость ползучести $\dot{\epsilon}_s(t)$ монотонно уменьшается, но в ряде случаев этот процесс можно разделить на стадию $t_f - t_m$ быстрого изменения и стадию $t > t_f$ медленного изменения $\dot{\epsilon}_s(t)$. Длительности стадий $t_m - t_{ns}$ и $t_f - t_m$ оказались зависящими как от величины скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ в момент n - s перехода, так и от величины полной пластической деформации образца ϵ за предшествующее переходу время; в некоторых случаях вторая стадия исчезала, т.е. $t_f \rightarrow t_m$.

В серии работ [13–15] нами было показано, что низкотемпературное пластическое течение чистого β -олова по системе скольжения $(100)\langle 010 \rangle$ контролируется термофлуктуационным или квантовофлуктуационным (туннельным) движением дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. Основанная на этих представлениях качественная интерпретация стадийности приращения деформации ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$ учитывает специфику движения дислокаций через барьеры Пайерлса при температурах порядка 1 К и значениях эффективного напряжения $\tau^* \simeq \tau_p$ (τ_p — напряжение Пайерлса). В таких условиях резкое уменьшение коэффициента электронного трения дислокаций B при n - s переходе ($B_s \ll B_n$) приводит не только к изменению флуктуационного режима движения дислокаций через барьеры Пайерлса, но может переводить на некоторое время часть дислокационного потока в динамический над-

барьерный режим движения. Данное обстоятельство и приводит в конечном итоге к стадийности «скачка» деформации ползучести $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ [12].

Выполненные в работе [12] эксперименты и их интерпретация на основе изложенных выше соображений позволили получить только качественное описание стадийности скачка ползучести при n - s переходе. В настоящей работе проведено более детальное экспериментальное изучение эффекта стадийности на образцах чистого β -Sn, в частности, изучены его проявления при двух существенно различных значениях температуры $T_1 = 1,6$ К и $T_2 = 3,2$ К. Проведен также количественный анализ экспериментальных данных, позволивший получить дополнительные оценки для параметров дислокационного потока, определяющего ползучесть, и уточнить механизм движения дислокаций через барьеры Пайерлса в условиях глубокого охлаждения.

Как известно, при $\tau^* < \tau_P$ преодоление дислокациями барьеров Пайерлса происходит в результате зарождения и расширения парных кинков критического размера. В условиях близости τ^* к τ_P величина эффективного энергетического барьера, препятствующего зарождению кинков, весьма мала, и при $T \leq 1$ К этот процесс протекает путем квантового туннелирования, вероятность которого существенно зависит от коэффициента электронного торможения дислокаций B [15,16]. Уменьшение B при n - s переходе не только повышает квантово-флуктуационную (туннельную) подвижность дислокаций, но и способствует проявлению динамических (инерционных) эффектов. Повышение температуры приводит к возрастанию роли термической активации в процессе зарождения дислокационных кинков. Одна из задач данного исследования — оценка относительного влияния квантовых флуктуаций, термической активации и инерционных эффектов на кинетику ползучести, которая контролируется движением дислокаций через барьеры очень малой величины.

Для интерпретации экспериментальных результатов, полученных при изучении влияния n - s перехода на ползучесть олова, потребовалась дальнейшая разработка теории низкотемпературной ползучести металлов, в которой процесс пластического течения определяется термически активированным, квантовым или динамическим движением дислокаций в рельефе Пайерлса. Решение такой задачи одним из авторов (В.Д. Нациком) приведено в Приложении.

В представленной работе рассмотрен также важный для физики пластичности вопрос, связанный с проблемами деформационного упрочнения кристаллов. Увеличение пластической деформации кристаллического образца, как правило, сопровож-

дается накоплением в нем дефектов и ростом внутренних напряжений, препятствующих скольжению дислокаций. Можно выделить два уровня проявления этого эффекта: при регистрации макроскопических диаграмм деформирования кристалла (макромасштабный уровень) результатом упрочнения является монотонный рост деформирующего напряжения, обеспечивающего деформацию с заданной скоростью; при инициировании отдельной кривой ползучести догрузкой, быстрым изменением температуры или электронного состояния кристалла (микромасштабный уровень) упрочнение приводит к уменьшению скорости ползучести с течением времени. В связи с этим существует два способа эмпирического определения параметров, характеризующих упрочнение: анализ макроскопических диаграмм деформирования и анализ отдельных кривых нестационарной ползучести. Однако, строго говоря, нет оснований считать, что значения параметров упрочнения в различных условиях деформирования будут совпадать. Изучение этого вопроса — еще одна из задач данной работы.

1. Методика и результаты эксперимента

1.1. Образцы, способ деформирования, запись деформации

Монокристаллы β -Sn для исследований выращивали из сырья чистотой 99,9995% модифицированным методом Бриджмена партиями по 10 штук от одной затравки [17]. Они имели форму двойных лопаток под захваты деформационной машины с рабочей частью прямоугольного сечения размерами $25 \times 5 \times 1,5$ мм. Продольная ось образцов совпадала с направлением $\langle 110 \rangle$, что обеспечивало максимально благоприятные условия для скольжения в системе $(100) \langle 010 \rangle$.

Образцы располагали внутри сверхпроводящего соленоида и растягивали в режиме ползучести при температурах 1,6 К и 3,2 К, ниже критической температуры β -олова $T_c = 3,72$ К. Состояние электронной подсистемы в образце изменялось путем включения (нормальное состояние) или выключения (сверхпроводящее состояние) продольного магнитного поля соленоида напряженностью $H > H_c = 309$ Гс.

Деформирующее напряжение на образце увеличивали небольшими порциями $\Delta\tau = (0,1-0,4)$ МПа. До достижения предела текучести τ_0 ($\Sigma\Delta\tau < \tau_0$) образец деформировали в нормальном состоянии, при этом приросты деформации, отвечавшие приложенным порциям нагрузки, приводили к упругой деформации образца, а кривые ползучести имели характерный Г-образный вид. После достижения

предела текучести ($\Sigma\Delta\tau > \tau_0$) на кривых ползучести, соответствовавших очередным догрузкам, появлялась хорошо выраженная стадия пластического течения с затухающей скоростью деформации. В нормальном состоянии в момент достижения на кривых ползучести некоторого заданного значения скорости деформации $\dot{\epsilon}_n$ (момент t_{ns}) образец переводился в сверхпроводящее состояние и регистрировали инициированный n - s переходом прирост деформации ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t) = \epsilon_s(t) - \epsilon_n(t_{ns})$. Затем нормальное состояние в образце восстанавливалось и измерения повторяли при более высокой степени деформации образца.

Приращения деформации $\Delta\epsilon(t)$, отвечавшие каждому приросту напряжения $\Delta\tau$, регистрировались высокочувствительным датчиком и автоматически записывали на электронном самописце КСП-4, при этом обеспечивалась точность измерения относительной деформации образца $5 \cdot 10^{-5}$. Одновременно сигнал от датчика поступал на быстродействующий самописец Н307/1, обеспечивающий более высокое разрешение по деформации (в 2–16 раз) и времени (0,06 с). Сопутствовавшую каждому n - s переходу деформацию $\delta\epsilon_{ns}(t)$ записывали как на «грубом», так и на чувствительном самописце. Примеры такой записи, соответствующие однократному n - s переходу, показаны на рис.1.

Эксперименты выполнены при значениях температуры $T_1 = 1,6$ К и $T_2 = 3,2$ К. Изучено влияние величины полной деформации образца ϵ и величины стартовой скорости $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ на характеристики скачка ползучести при n - s переходе. Многократные n - s переходы осуществлялись при изменении деформации в пределах $2\% < \epsilon < 9\%$ и варьировании

стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n$ вблизи четырех реперных значений: $0,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; $1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; $7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Эти значения практически перекрывали весь диапазон скоростей неустановившейся ползучести, доступный для корректного измерения.

1.2. Измерение величины скачка ползучести при n - s переходе и разделение его на стадии

Нестационарная ползучесть, стимулированная n - s переходом, продолжается довольно длительное время, и момент ее прекращения установить сложно. Поэтому в качестве интегральной характеристики эффекта пластификации удобно рассматривать прирост деформации ϵ_{ns} за промежуток времени $t_e - t_{ns}$, на протяжении которого скорость ползучести $\dot{\epsilon}_s(t)$ в сверхпроводящем состоянии достигала стартового значения $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ (см. рис. 1):

$$\dot{\epsilon}_s(t_e) = \dot{\epsilon}_n(t_{ns}),$$

$$\epsilon_{ns} = \epsilon_s(t_e) - \epsilon_n(t_{ns}) \equiv \delta\epsilon_{ns}(t_e). \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем предполагается, что для приращения $\delta\epsilon_{ns}(t)$ началом отсчета времени является момент t_{ns} . На рис. 1,а видно, что определение величины ϵ_{ns} графическим методом касательных не вызывает особых затруднений.

Один из важных моментов в обработке экспериментальных данных — разделение кривых ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$, регистрируемых в экспериментах, на стадии. Процедура точного разделения и ее обоснование описаны в работе [12]. Эта процедура сводится к графическому дифференцированию скачков ползучести $\partial/\partial t [\delta\epsilon_{ns}(t)] \equiv \dot{\epsilon}_s(t)$ и построению кривых ползучести

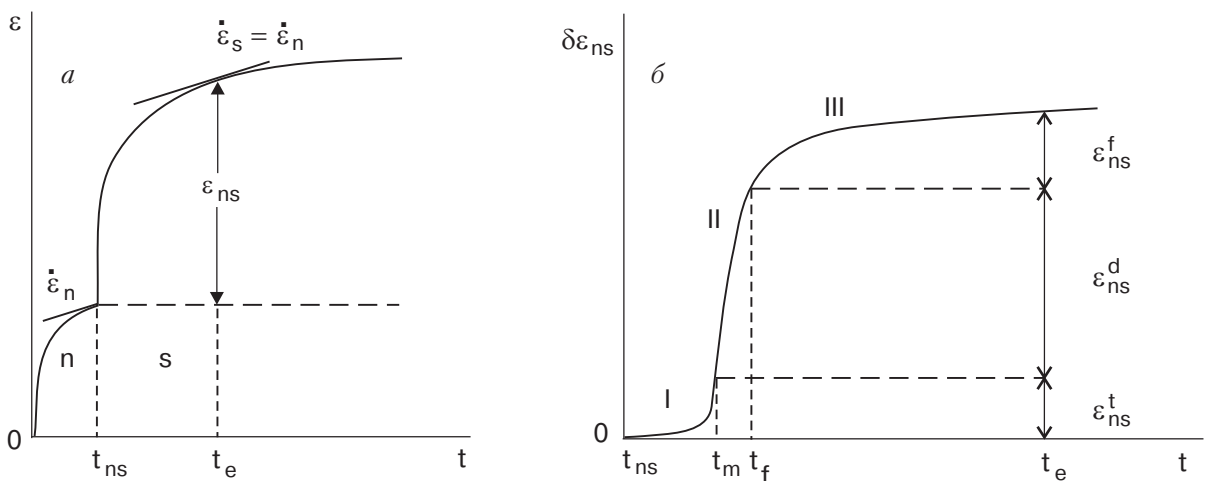


Рис. 1. Характерный вид кривых ползучести монокристаллов β-олова при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние: (а) — при медленной, (б) — при быстрой записи деформации.

в координатах $\dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$ и $\ln \dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$. На рис. 2 и 3 показаны примеры реализации данной процедуры для значений температуры эксперимента $T_1 = 1,6$ К и $T_2 = 3,2$ К, но при одинаковых значениях стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n(t_{ns}) = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

В работе [12] показано, что длительная нестационарная ползучесть в общем случае может определяться двумя модами пластического течения или режимами движения дислокаций: динамическим (надбарьерным) и флуктуационным (квантовым или термически активированным). Этим режимам (модам) соответствуют различные уравнения ползучести, которые связывают малые приращения деформации $\delta\epsilon(t)$ и скорость деформации $\partial/\partial t [\delta\epsilon(t)] = \dot{\epsilon}(t)$:

для динамического режима

$$\dot{\epsilon}(t) = \dot{\epsilon}(t_0) - C_d \delta\epsilon(t); \quad (2)$$

для флуктуационного режима

$$\ln \dot{\epsilon}(t) = \ln \dot{\epsilon}(t_0) - C_f \delta\epsilon(t). \quad (3)$$

Здесь t_0 — момент начала соответствующего режима ползучести, а C_d и C_f — константы, величины которых определяются характеристиками дислокаций, преодолеваемых ими барьеров, температурой кристалла и т.п.

Регистрируемые в экспериментах кривые ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$ или их фрагменты (стадии) также

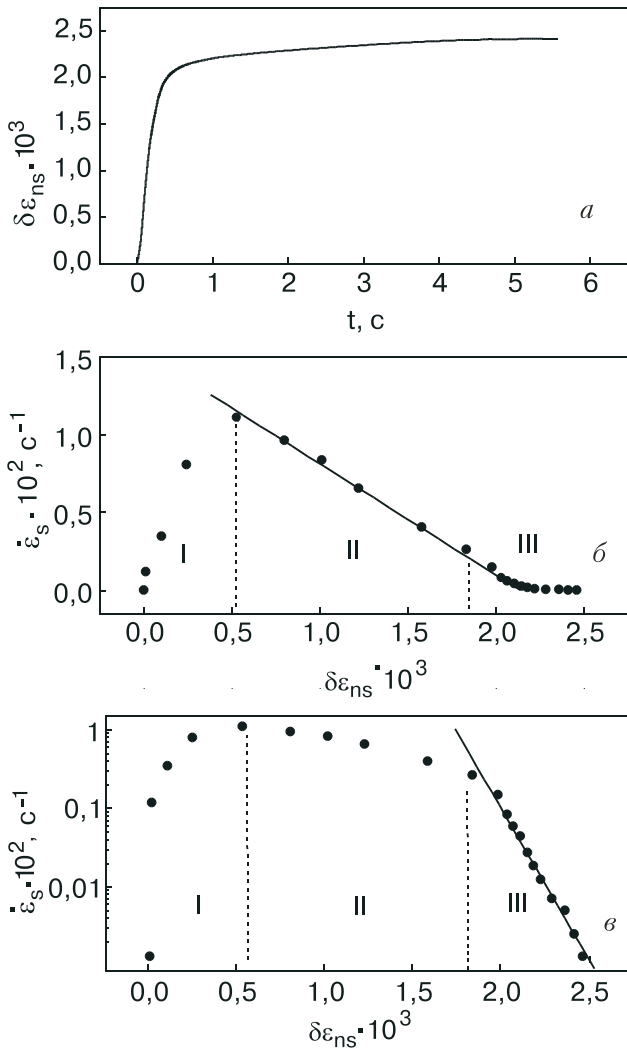


Рис. 2. Кинетика ползучести β -олова после n - s перехода при $T_1 = 1,6$ К, полная деформация $\epsilon = 0,06$, стартовая скорость ползучести $\dot{\epsilon}_n = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$: зависимость прироста деформации $\delta\epsilon_{ns}$ от времени (а); зависимость скорости ползучести $\dot{\epsilon}_s$ в сверхпроводящем состоянии от прироста деформации $\delta\epsilon_{ns}$ в координатах $\dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$ (б); в координатах $\ln \dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$ (в).

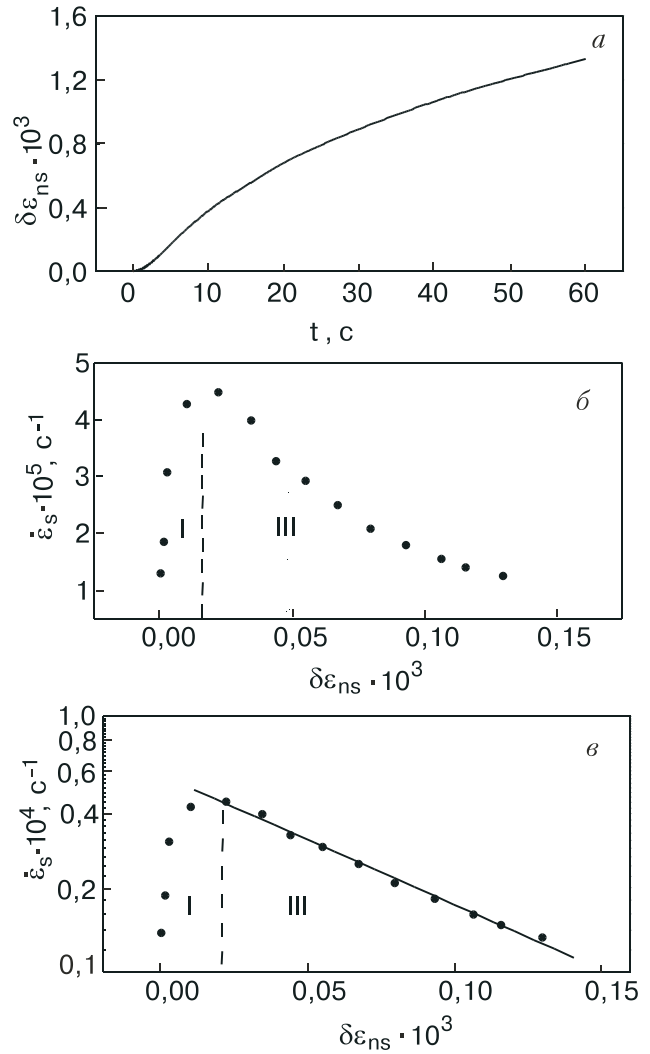


Рис. 3. Кинетика ползучести β -олова после n - s перехода при $T_2 = 3,2$ К, полная деформация $\epsilon = 0,06$, стартовая скорость ползучести $\dot{\epsilon}_n = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$: зависимость прироста деформации $\delta\epsilon_{ns}$ от времени (а); зависимость скорости ползучести после n - s перехода от прироста деформации $\delta\epsilon_{ns}$ в координатах $\dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$ (б); в координатах $\ln \dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$ (в).

должны описываться уравнениями (2) и (3) (более подробно этот вопрос рассмотрен в Приложении (см. формулы (П.14) и (П.19)). Кроме того, приращение деформации после n - s перехода должно иметь некоторую переходную стадию I, на протяжении которой восстанавливается динамическое равновесие в движении дислокаций, нарушенное резким изменением электронной вязкости в момент времени t_{ns} (детальное обсуждение этой стадии содержится в работе [12]).

На рис. 2 видно, что при $T_1 = 1,6$ К кривая ползучести $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ имеет все три стадии: переходную I, динамическую II и флуктуационную III. При более высокой температуре $T_2 = 3,2$ К динамическая стадия отсутствует и остаются только переходная I и флуктуационная III стадии (см. рис. 3). Из этих рисунков легко определить максимальное значение скорости ползучести $\dot{\varepsilon}_s(t_m)$ и приращения деформации ε_{ns}^i ($i = t, d, f$), соответствующие трем различным стадиям (т.е. отдельные составляющие полного скачка):

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ns}^t &= \varepsilon_s(t_m) - \varepsilon_s(t_{ns}), \quad \varepsilon_{ns}^d = \varepsilon_s(t_f) - \varepsilon_s(t_m), \\ \varepsilon_{ns}^f &= \varepsilon_s(t_e) - \varepsilon_s(t_f). \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что основной интерес с точки зрения сформулированных во введении задач представляют динамическая ε_{ns}^d и флуктуационная ε_{ns}^f составляющие скачка, поэтому в дальнейшем ограничимся анализом только этих стадий и их относительного вклада в полную величину скачка ε_{ns} .

1.3. Кинетика скачка $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ при температуре 1,6 К

В экспериментах при температуре $T_1 = 1,6$ К образцы деформировались в режиме ползучести вплоть до разрушения под действием многократных догрузок $\Delta\tau$. При этом осуществлялись также многократные n - s переходы при различных степенях полной деформации $\varepsilon = \Sigma\Delta\varepsilon$ и различных значениях стартовой скорости $\dot{\varepsilon}_n$. Весь набор записанных кривых ползучести $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ был обработан в соответствии с процедурой, описанной в разд. 1.2. Для выявления зависимости полной величины скачка ε_{ns} и ее составляющих ε_{ns}^i от ε полученные значения этих величин были разделены на группы, относящиеся к четырем сравнительно узким интервалам значений $\dot{\varepsilon}_n$, с разбросом в 1,5–2 раза. Для выявления зависимости характеристик скачка от $\dot{\varepsilon}_n$ полученные значения были усреднены по интервалам $\Delta\varepsilon \sim 1\%$.

На рис. 4 показаны зависимости полного скачка ε_{ns} и его составляющих ε_{ns}^d и ε_{ns}^f от суммарной пластической деформации образцов ε перед n - s переходом для нескольких узких интервалов значений

стартовой скорости $\dot{\varepsilon}_n$. Обращают на себя внимание следующие детали этих зависимостей:

- характеристики эффекта являются монотонно убывающими функциями деформации ε с максимальными значениями вблизи деформации, соответствующей пределу текучести образца, а при $\varepsilon > 6 - 7\%$ эти зависимости выходят на насыщение;
- полный скачок и его составляющие сохраняют конечные значения во всем интервале деформаций кристалла вплоть до разрушения;
- в слабдеформированных кристаллах ($\varepsilon < 5\%$) динамическая мода скачка превалирует при всех значениях $\dot{\varepsilon}_n$;
- флуктуационная мода скачка менее чувствительна к деформационным искажениям кристалла, чем динамическая, а при больших скоростях $\dot{\varepsilon}_n$ становится практически к ним нечувствительной.

Наглядное представление о соотношении динамической и флуктуационной мод в скачке $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ при различных значениях полной деформации кристалла дают зависимости, приведенные на рис. 4, a_1 – z_1 . Количественной характеристикой этого соотношения служит «удельный вес» m^i соответствующей моды, равный отношению абсолютных приростов деформации каждой моды к величине полного скачка:

$$m^d = \frac{\varepsilon_{ns}^d}{\varepsilon_{ns}}, \quad m^f = \frac{\varepsilon_{ns}^f}{\varepsilon_{ns}}.$$

Значения параметров m^i рассчитаны нами по усредненным значениям ε_{ns}^d , ε_{ns}^f и ε_{ns} , которые показаны на рис. 4, a – z . На рис. 4, a_1 – z_1 видно, что для малых значений стартовой скорости ($\dot{\varepsilon}_n < 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) вклады обеих мод в полный скачок ползучести ε_{ns} сопоставимы по величине; при этом на начальном этапе деформирования превалирует динамическая мода, а перед разрушением — флуктуационная мода. Для относительно больших значений $\dot{\varepsilon}_n > 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ основную роль в развитии скачка играет динамическая мода пластического течения, но ее вклад несколько уменьшается при больших степенях деформации.

Более детальная информация о влиянии стартовой скорости $\dot{\varepsilon}_n$ на кинетику скачка при $T_1 = 1,6$ К представлена на рис. 5. Здесь приведены данные для степеней деформации $\varepsilon > 6\%$, при которых полный скачок ε_{ns} практически не зависит от ε . Главная особенность полученных зависимостей — наличие на оси скоростей $\dot{\varepsilon}_n$ двух интервалов: сравнительно узкого интервала сильной и широкого интервала слабой скоростной чувствительности скачка. Вторым важным результатом, вытекающим из приведенных данных, — противоположные тенденции в поведении динамической и флуктуационной мод скачка по отношению к изменению скорости $\dot{\varepsilon}_n$: вклад в эффект разупрочнения динамической моды

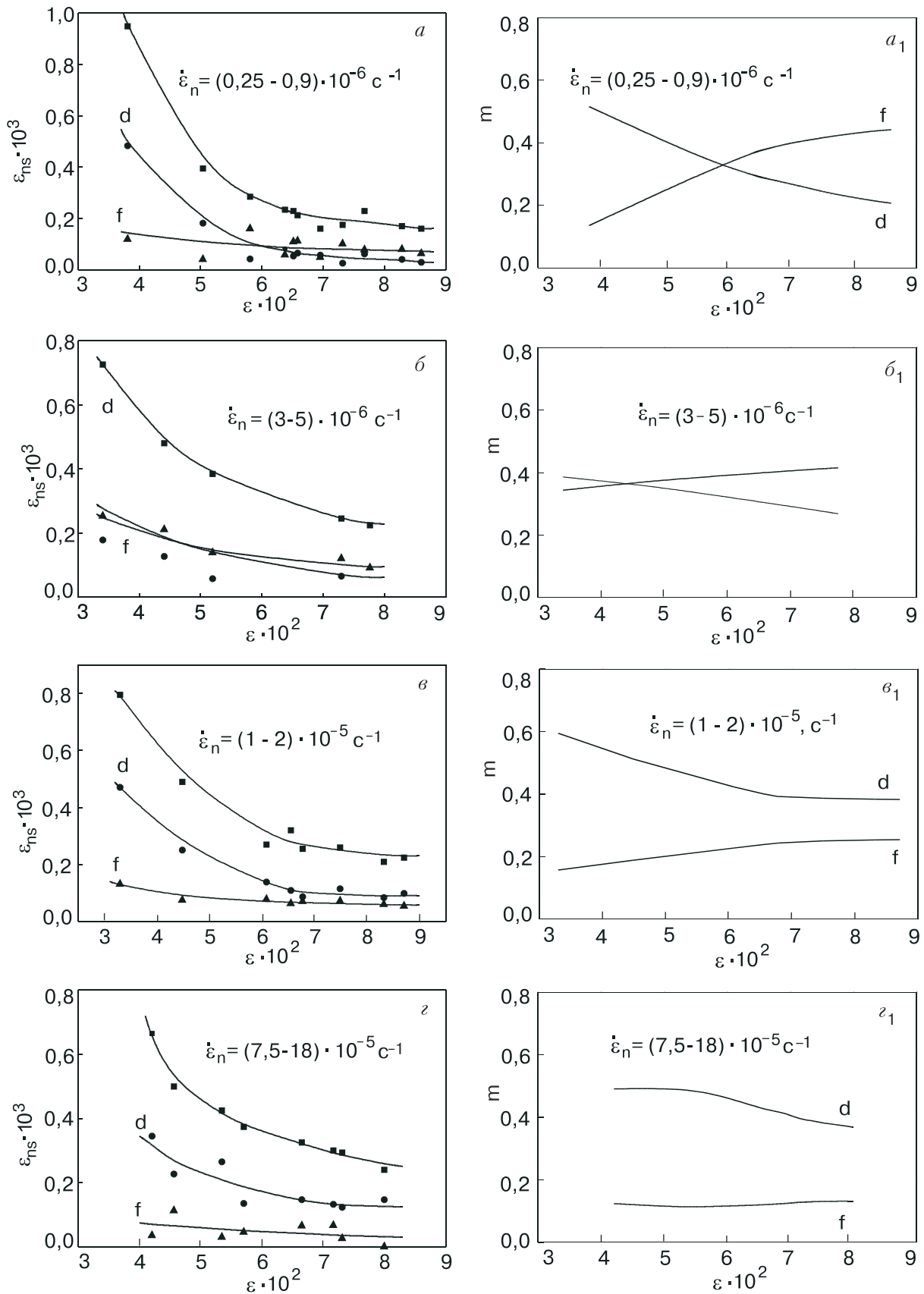


Рис. 4. Зависимость полного скачка ϵ_{ns} (■) и его составляющих ϵ_{ns}^d (●) и ϵ_{ns}^f (▲) от величины полной деформации ϵ перед n - s переходом и от величины стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n$ при $T_1 = 1,6 \text{ K}$; (a₁), (б₁), (в₁) и (г₁) — относительные величины динамической m^d и флуктуационной m^f составляющих мод.

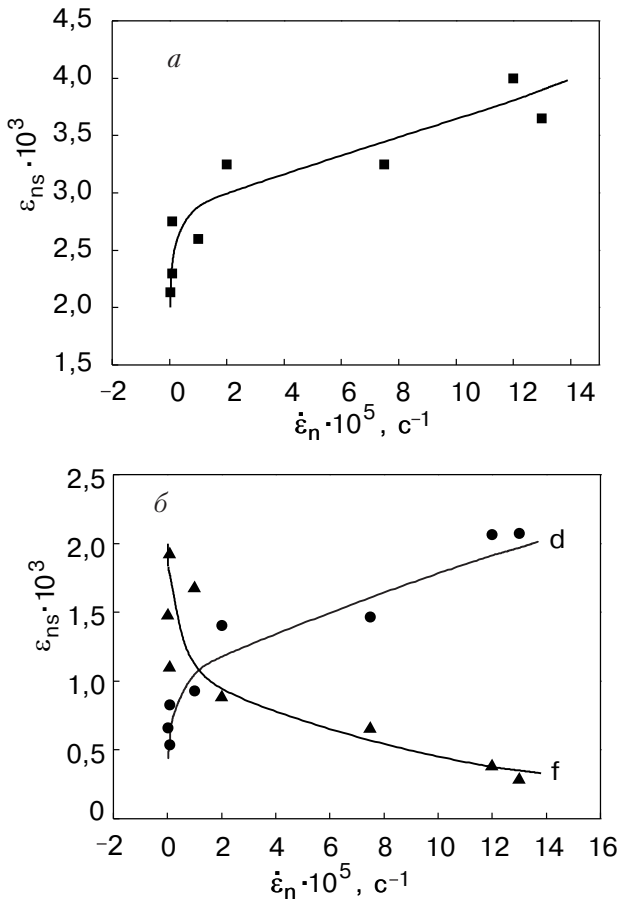


Рис. 5. Зависимость полной величины скачка ϵ_{ns} (■) (a) и его динамической ϵ_{ns}^d (●) и флуктуационной ϵ_{ns}^f (▲) составляющих (б) от величины стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n$ при $T_1 = 1,6$ К.

увеличивается, а флуктуационной — падает с ростом $\dot{\epsilon}_n$ (рис. 5,б).

1.4. Особенности кинетики скачка ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$ при 3,2 К

Параметры, характеризующие эффект пластификации при $T_2 = 3,2$ К, определяли при нескольких строго фиксированных значениях стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n$: $(0,6; 1,3; 2,5; 7) \cdot 10^{-5} c^{-1}$. При этих измерениях использован простой методический прием, позволявший достаточно точно определять момент достижения вдоль кривой ползучести заданной скорости деформации. Для этого на диаграммную ленту самописца Н307/1 наносили плотную сетку параллельных прямых линий, отвечающих выбранной скорости ползучести. Когда кривая ползучести касалась одной из этих линий, достигалось заданное значение $\dot{\epsilon}_n$, что служило сигналом для выключения магнитного поля соленоида, в котором деформировался образец (этим определялся момент t_{ns} перевода его из нормального в сверхпроводящее состояние). В данной серии экспериментов

были выбраны стартовые скорости ползучести, которые частично перекрывали диапазон значений $\dot{\epsilon}_n$, использованных в измерениях при $T_1 = 1,6$ К.

Анализ кривых ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$, зарегистрированных при $T_2 = 3,2$ К, показал, что при всех значениях стартовой скорости $\dot{\epsilon}_n$ динамическая стадия в них отсутствует и величина скачка ползучести определяется только переходной и флуктуационной стадиями. Основные результаты данных экспериментов представлены на рис. 6. На качественном уровне эти результаты сводятся к следующему:

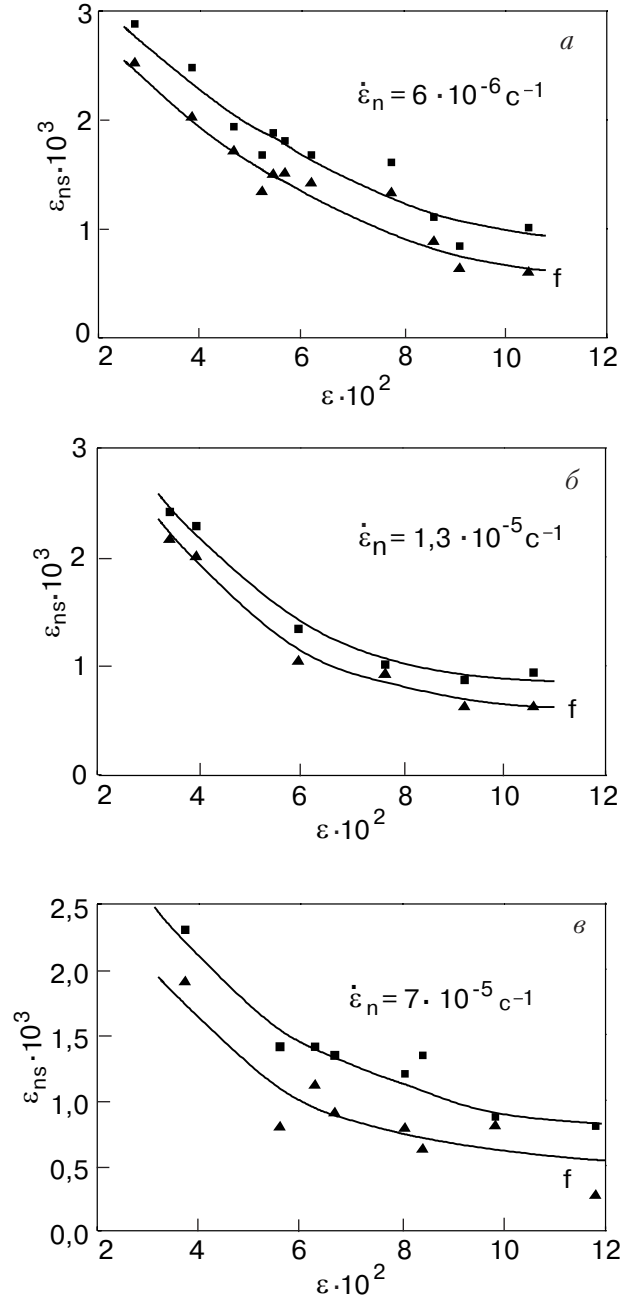


Рис. 6. Зависимость полной величины скачка ϵ_{ns} (■) и его флуктуационной составляющей ϵ_{ns}^f (▲) от полной деформации ϵ и стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n$ при $T_2 = 3,2$ К.

– повышение температуры эксперимента до 3,2 К, близкой к критической температуре сверхпроводящего перехода T_c , не изменяет характера деформационной зависимости величины полного скачка и его составляющих, а приводит лишь к увеличению их абсолютных значений;

– влияние величины стартовой скорости ползучести на величину скачка вблизи T_c сохраняется, но является очень слабым;

– с повышением температуры относительный вклад флуктуационной моды в эффект разупрочнения увеличивается, а динамическая мода исчезает.

Количественными характеристиками результатов описанного эксперимента являются значения отношений скоростей $\dot{\epsilon}_s(t_f)/\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$. В табл. 1 приведены зависимости этого параметра от ϵ для одного из промежуточных значений стартовой скорости $\dot{\epsilon}_n = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, а в табл. 2 – зависимость от $\dot{\epsilon}_n$ при $\epsilon = 6 \cdot 10^{-2}$.

Таблица 1

Зависимость величины $\ln[\dot{\epsilon}_s(t_f)/\dot{\epsilon}_n(t_{ns})]$ от ϵ при $T = 3,2 \text{ К}$ и $\dot{\epsilon}_n = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$

$\epsilon \cdot 10^2$	$\ln[\dot{\epsilon}_s(t_f)/\dot{\epsilon}_n(t_{ns})]$
3,4	1,348
4,0	1,407
6,0	1,17
7,7	1,167
9,2	0,753
10,6	1,030

Таблица 2

Зависимость величины $\ln[\dot{\epsilon}_s(t_f)/\dot{\epsilon}_n(t_{ns})]$ от $\dot{\epsilon}_n$ при $T = 3,2 \text{ К}$ и $\epsilon = 0,06$

$\dot{\epsilon}_n \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$	$\ln[\dot{\epsilon}_s(t_f)/\dot{\epsilon}_n(t_{ns})]$
0,6	1,35
0,87	1,30
1,3	1,17
2,5	1,12
4,5	1,02
7,0	1,04

1.5. Диаграммы деформирования и коэффициент деформационного упрочнения монокристаллов β -Sn, полученные методом ползучести

Одним из важнейших параметров дислокационной теории пластического течения кристаллов является коэффициент деформационного упрочнения k . Этот параметр характеризует рост внутренних напряжений τ_i в рассматриваемых плоскостях скольжения кристалла, который происходит по мере увеличения полной пластической деформации ϵ и обусловлен происходящим при этом накоплением дефектов. Обычно предполагается, что действующее на дислокацию эффективное напряжение $\tau^* = \tau - \tau_i(\epsilon)$ в результате малого приращения деформации $\delta\epsilon$ получает приращение, связанное с изменением τ_i на величину

$$\delta\tau_i = k\delta\epsilon. \quad (5)$$

Отметим, что в существующих в настоящее время дислокационных теориях ползучести микроскопические механизмы деформационного упрочнения не рассматриваются, а коэффициент k вводится как феноменологический параметр теории. Поэтому теоретическая интерпретация экспериментальных данных о зависимостях параметров ползучести от температуры T , деформации ϵ и т.п. требует также дополнительных усилий по экспериментальному измерению соответствующих зависимостей для $k = k(T, \epsilon, \dots)$.

Чаще всего для измерения k используют эксперименты, в которых регистрируют диаграмму деформирования кристалла $\tau(\epsilon, \dot{\epsilon})$ при заданной постоянной скорости деформации $\dot{\epsilon} = \text{const}$. В терминах дислокационной физики этому условию соответствует постоянное значение эффективного напряжения вдоль деформационной кривой $\tau^* = \text{const}$, если предположить, что пластическая деформация не влияет на величину и плотность локализованных потенциальных барьеров, тормозящих скольжение дислокаций, а изменяет только величину дальнедействующих внутренних напряжений. В этих случаях величину k можно получить графическим дифференцированием диаграммы $\tau(\epsilon, \dot{\epsilon})$: $k(\epsilon, \dot{\epsilon}) = [d\tau(\epsilon, \dot{\epsilon})/d\epsilon]_{\dot{\epsilon}}$.

Однако давно установлено [18], что в области низких температур деформационное упрочнение большинства кристаллов слабо зависит от скорости деформации. Это дает возможность использовать для записи диаграмм деформирования и определения коэффициента упрочнения метод последовательных догрузок: строится сглаженная кривая, изображающая связь между полной деформацией $\epsilon = \Sigma\Delta\epsilon$ и суммарной нагрузкой $\tau = \Sigma\Delta\tau$, прикладываемой к образцу малыми догрузками $\Delta\tau$. Опыт по-

казывает, что при низкотемпературной деформации полученная таким способом диаграмма $\tau(\epsilon)$ слабо чувствительна как к величинам, так и к частоте приложения догрузок $\Delta\tau$ в достаточно широких пределах их значений.

Построенные методом ползучести диаграммы деформирования чистого β -Sn по системе скольжения $(100)\langle 010 \rangle$ в нормальном состоянии при $T_1 = 1,6$ К и $T_2 = 3,2$ К показаны на рис. 7,а, а на рис. 7,б приведены зависимости $\kappa(\epsilon, T)$, полученные с их помощью. Обращает на себя внимание достаточно сильная чувствительность к как к росту деформации ϵ , так и к изменению температуры.

Во введении отмечалось, что существует также возможность определения коэффициента упрочнения κ при анализе отдельных кривых нестационарной ползучести. Такая возможность реализована в следующем разделе.

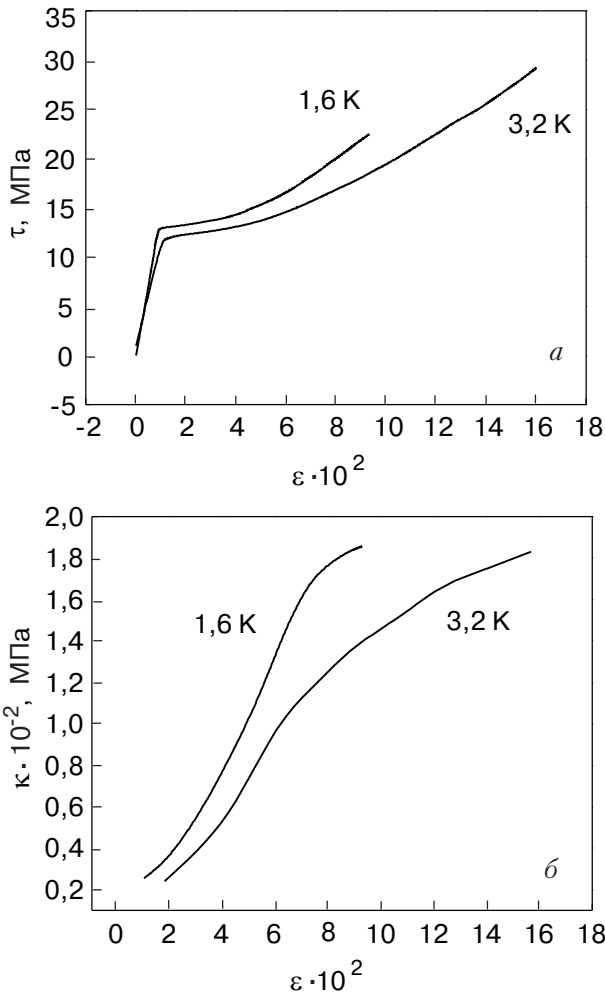


Рис. 7. Макроскопические диаграммы деформирования монокристаллов β -олова в нормальном состоянии, построенные методом последовательных догрузок, (а) и деформационная зависимость коэффициента упрочнения $\kappa(\epsilon)$ (б) при 1,6 К и 3,2 К.

2. Обсуждение результатов

В данном разделе предложена теоретическая интерпретация изложенных выше результатов экспериментального изучения кинетики скачков ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$, вызванных $n-s$ переходом: результаты экспериментов сопоставлены с выводами теории, изложенной в Приложении. Получены также эмпирические оценки для параметров теории, дополняющие и уточняющие результаты работ [12,15].

Эмпирические оценки для ряда параметров рельефа Пайерлса и дислокаций в рассматриваемой системе скольжения β -олова получены ранее в работе [15] на основе анализа температурной и скоростной зависимостей предела текучести:

$$\begin{aligned} \tau_P &= 1,2 \cdot 10^7 \text{ Па}, & H_c &= 2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}, \\ B_n &= 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}, & Q_0 &= 5 \cdot 10^2, \\ \Theta_P &= 3,3 \text{ К}, & \Theta_{B_n} &= 0,4 \text{ К}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$v_0 \simeq 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}, \quad a = 3,2 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad b = 5,8 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

Значения энергетической щели $\Delta(T)$ для β -олова при двух значениях температуры взяты из [19,20]:

$$\left[\frac{\Delta(T)}{kT} \right]_{1,6\text{К}} = 4,26, \quad \left[\frac{\Delta(T)}{kT} \right]_{3,2\text{К}} = 1,32. \quad (7)$$

2.1. Скачок деформации ползучести при температуре 1,6 К

При температуре $T_1 = 1,6$ К приращение («скачок») деформации $\delta\epsilon_{ns}(t)$ после перевода образца в сверхпроводящее состояние имеет ярко выраженный стадийный характер: после переходной стадии I наблюдается динамическая стадия II, за которой следует стадия III (см. рис. 2). Длительности стадий $t_m - t_{ns}$, $t_f - t_m$ и $t_e - t_f$, а также соответствующие приращения деформации ϵ_{ns}^t , ϵ_{ns}^d и ϵ_{ns}^f зависят от скорости деформации $\dot{\epsilon}_n$ в момент перехода t_{ns} и величины полной деформации ϵ , предшествующей переходу (см. рис. 4). На рис. 4 видно, что параметры скачка слабо зависят от деформации при значениях $\epsilon \geq 6 \cdot 10^{-2}$, поэтому обсудим результаты, полученные при этом значении деформации и стартовом значении скорости деформации $\dot{\epsilon}_n = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

Согласно изложенным в Приложении представлениям, переходная стадия I и динамическая стадия II связаны с изменениями режимов динамического движения дислокаций, и на интервале времени $t_f - t_{ns}$ величину внутренних напряжений τ_i можно считать неизменной. Так как внешнее напряжение τ при $n-s$ переходе также остается неизменным, то силовой параметр δ_τ на этом интервале времени сохраняет значение $\delta_\tau = \delta_{\tau n}$, которое он имел в

момент t_{ns} . Принимая это предположение, сравним экспериментальные данные, показанные на рис. 2, с теоретическими выражениями (П.19) и (П.14), первое из которых описывает кинетику ползучести на стадии II, а второе — на стадии III. Из рис. 2 получаем следующие эмпирические значения параметров, фигурирующих в кинетических соотношениях (П.14) и (П.19):

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_s(t_m) &= 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad \dot{\epsilon}_s(t_f) = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}, \\ C_d &= 8,2 \text{ с}^{-1}, \quad C_f = 8,0 \cdot 10^3. \end{aligned} \quad (8)$$

Используя формулы (П.3) и (П.19), а также приведенные выше численные значения параметров теории, получаем следующие эмпирические оценки для параметров q и ρ_{d0} , характеризующих режим динамической ползучести:

$$q = 6,8 \cdot 10^2, \quad \rho_{d0} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2}. \quad (9)$$

Рассмотрим теперь стадию III флуктуационной ползучести при температуре $T_1 = 1,6$ К, которая значительно меньше характерной температуры Θ_p , разделяющей области квантового и термически активированного движений дислокаций. В этом случае стадия III описывается формулами (П.12а), (П.14) и (П.16а). Используя формулу (П.12а) и численные значения параметров (6)–(8), можно получить эмпирическую оценку силового параметра $\delta_{\tau n}$, который характеризует действующее на дислокацию эффективное напряжение в момент сверхпроводящего перехода t_{ns} :

$$\delta_{\tau n} \simeq 4 \cdot 10^{-2}. \quad (10)$$

Подставляя полученное значение параметра $\delta_{\tau n}$ в формулу (П.1), получаем оценку для величины эффективного потенциального барьера E_c , преодоление которого определяет подвижность дислокаций в рельефе Пайерлса:

$$E_c(\tau_n^*) = H_c \delta_{\tau n}^{5/4} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}. \quad (11)$$

Проведенный выше анализ позволяет сделать вывод, что при температурах порядка 1–2 К флуктуационная ползучесть β-олова определяется туннельным движением дислокаций через эффективные потенциальные барьеры очень малой величины. По существу, речь идет о туннельном переходе небольших участков дислокационной линии через отдельный барьер рельефа Пайерлса, т.е. о зарождении на дислокации пары кинков. Вероятность туннелирования зависит от коэффициента электронного торможения дислокации и существенно возрастает в результате его изменения от величины

B_n к величине B_s , что в конечном итоге является микроскопическим механизмом скачка ползучести при n - s переходе.

Зная величину силового параметра $\delta_{\tau n}$, можно оценить характерное значение плотности подвижных дислокаций ρ , перемещение которых определяет флуктуационную ползучесть β-олова в рассматриваемых условиях. Из формул (П.5а) и (П.9) следует соотношение

$$\rho = \frac{\dot{\epsilon}(t_{ns})}{a^2 b v_0 v_{kn}^{1/2}} \exp\left(\frac{Q_0 \delta_{\tau n}}{2s_0}\right). \quad (12)$$

При малых значениях силового параметра $\delta_{\tau n}$ (10) ширина дислокационного кинка $l \simeq a$ и скорость кинка $v_{kn} \simeq 7 \cdot 10^3$ м/с (см. формулу (П.11)). Используя численные значения других параметров из (6), получаем оценку

$$\rho \simeq 10^7 \text{ м}^{-2}. \quad (13)$$

Видно, что эта величина намного превосходит плотность дислокаций ρ_{d0} (9), определяющих динамическую стадию ползучести.

2.2. Скачок деформации ползучести при температуре 3,2 К

При этой температуре приращение деформации $\delta \epsilon_{ns}(t)$ после n - s перехода имеет только переходную I и флуктуационную III стадии (см. рис. 3). Зависимость основных параметров стадии III от полной деформации ϵ и величины стартовой скорости $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ можно получить, используя рис. 6 и табл. 1 и 2. Кроме того, рис. 3,б позволяет оценить величины еще двух параметров, соответствующих значениям стартовой скорости $\dot{\epsilon}_n = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и полной деформации $\epsilon = 6 \cdot 10^{-2}$:

$$\dot{\epsilon}_s(t_f) = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}, \quad C_f = 1,2 \cdot 10^3. \quad (14)$$

Температура $T_2 = 3,2$ К попадает в промежуточный интервал температур, разделяющий области туннельного и термически активированного движений дислокаций, что в определенной мере затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Используя численные значения параметров из (6), (7) и (14), можно установить разногласие между активационной формулой (П.12б) и экспериментальными данными. Действительно, подстановка полученных значений в (П.12б) приводит к уравнению для силового параметра $\delta_{\tau n}$, которое не имеет решений: $\delta_{\tau n} < 1$. Вместе с тем эти же значения качественно согласуются с туннельной асимптотикой (П.12а) при разумных значениях силового параметра $\delta_{\tau n}$ и соответствующей ему высоты эффективного потенциального барьера E_c :

$$\delta_{\tau n} \simeq 1,4 \cdot 10^{-2}, E_c(\tau^*) \simeq 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ.} \quad (15)$$

Отметим, что даже столь малые величины силового параметра $\delta_{\tau n}$ и эффективного барьера не нарушат условия квазиклассичности туннельного процесса $Q_0 \delta_{\tau n} \gg 1$, выполнение которого предполагалось при вычислении показателя экспоненты в формуле (П.4) в квантовом пределе [15].

Можно предложить еще один тест на применимость квантовых асимптотик для описания экспериментальных результатов, полученных при 3,2 К, использующий анализ зависимости величины скорости ползучести $\dot{\epsilon}_s(t_f)$ в начале стадии III от величины стартовой скорости $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ (см. табл. 2). В квантовом пределе из формул (П.5а), (П.9) и (П.12а) следует соотношение

$$g^{4/3}(T) = g_0^{4/3}(T) [\ln \dot{\epsilon}_{0n} - \ln \dot{\epsilon}_n(t_{ns})], \quad (16)$$

в котором использованы обозначения:

$$g(T) = \ln \left[\left(\frac{2}{1 + \exp \frac{\Delta(T)}{kT}} \right)^{1/2} \frac{\dot{\epsilon}_s(t_f)}{\dot{\epsilon}_n(t_{ns})} \right], \quad (17)$$

$$g_0(T) = \left(\frac{Q_0}{2s_0} \right)^{1/4} \frac{\Theta_{Bn}}{\Theta_P} \text{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}, \quad (18)$$

$$\dot{\epsilon}_{0n} = (a^2 b v_0 v_{kn})^{1/2} \rho. \quad (19)$$

Приведенные в табл. 2 данные о зависимости $\dot{\epsilon}_s(t_f)$ от $\dot{\epsilon}_n(t_{ns})$ при $T_2 = 3,2$ К показаны на рис. 8 в координатах $g^{4/3} - \ln \dot{\epsilon}_n$. Видно, что в этих координатах данная зависимость достаточно хорошо аппроксимируется прямой $g^{4/3} = A_1 - A_2 \ln \dot{\epsilon}_n$, что соответствует формуле (16), если ввести обозначения:

$$A_1 = g_0^{4/3} \ln \dot{\epsilon}_{0n}, A_2 = g_0^{4/3}(T). \quad (20)$$

Вычисляя по формуле (18) величину $g_0(T)$ при 3,2 К, получаем значение $A_2 = g_0^{4/3}(3,2 \text{ К}) \simeq 0,2$, близкое к величине наклона прямой на рис. 8.

Таким образом, приходим к заключению, что нестационарная ползучесть β -олова с характерными скоростями $\dot{\epsilon} = 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при $\epsilon = 6 \cdot 10^{-2}$ определяется квантовым движением дислокаций при всех значениях температуры $T < \Theta_P = 3,3$ К. Этим процесс ползучести отличается от процесса активной деформации вблизи предела текучести, для которого при скоростях $\dot{\epsilon}$ порядка $7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ квантовая пластичность наблюдается при более низких температурах $T < 0,5 \Theta_P \simeq 1,6$ К [15]. Следует, правда, отметить, что в настоящей работе и в [15] исследованы монокристаллы, выращенные в разное

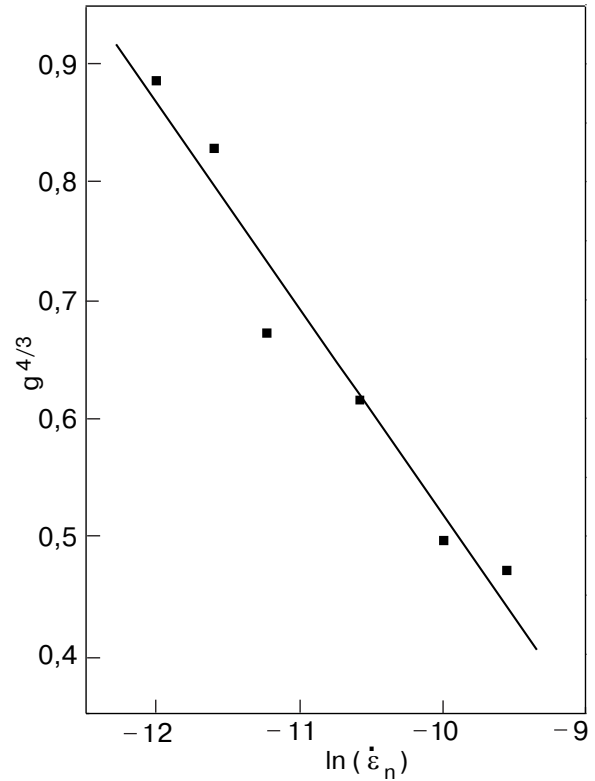


Рис. 8. Зависимость величины g (16) от стартовой скорости ползучести $\dot{\epsilon}_n$ в координатах $g^{4/3} - \ln \dot{\epsilon}_n$ при температуре 3,2 К и величине полной деформации $\epsilon = 0,06$: (■) — экспериментальные значения; сплошная кривая — прямая линейная экстраполяция, согласно уравнению $g^{4/3} = A_1 - A_2 \ln \dot{\epsilon}_n$ с коэффициентами $A_1 = -1,22$, $A_2 = 0,17$.

время от различных затравок, и у нас нет уверенности в идентичности исходной дефектной структуры образцов (например, они могли иметь существенно различные уровни внутренних напряжений).

2.3. Интенсивность деформационного упрочнения в процессе низкотемпературной ползучести

Показанные на рис. 7 макроскопические диаграммы деформирования β -олова, которые получены в нормальном состоянии методом последовательных догрузок, дают следующие значения коэффициента упрочнения $\kappa(T, \epsilon)$ при значениях $\epsilon = 0,06$:

$$\kappa(T = 1,6 \text{ К}; \epsilon = 0,06) = 1,3 \cdot 10^8 \text{ Па}, \quad (21)$$

$$\kappa(T = 3,2 \text{ К}; \epsilon = 0,06) = 0,9 \cdot 10^8 \text{ Па}.$$

Как отмечено выше, анализ кривых нестационарной ползучести также позволяет получать эмпирические оценки для коэффициента упрочнения. В случае квантовой ползучести такая возможность обеспечивается использованием формулы (П.16а), которая определяет коэффициент логарифмической ползучести $\alpha_f = C_f^{-1}$:

$$\kappa_f = \frac{2s_0\tau_P}{Q_0} C_f. \quad (22)$$

Экспериментальные значения C_f из (8) и (14) дают следующие значения для коэффициента κ_{fs} , который характеризует упрочнение в процессе квантовой ползучести β -олова в сверхпроводящем состоянии при двух значениях температуры:

$$\begin{aligned} \kappa_{fs}(T_1 = 1,6 \text{ К}; \varepsilon = 0,06) &\simeq 3,4 \cdot 10^8 \text{ Па}, \\ \kappa_{fs}(T_2 = 3,2 \text{ К}; \varepsilon = 0,06) &\simeq 0,6 \cdot 10^8 \text{ Па}. \end{aligned} \quad (23)$$

Сравнивая (21) и (23), приходим к заключению, что процессы деформационного упрочнения на макромасштабном и микромасштабном уровнях протекают, вообще говоря, с различной интенсивностью.

Причины такого различия в настоящее время до конца не ясны. В частности, у нас нет уверенности в том, что используемые при построении диаграммы $\tau(\varepsilon)$ догрузки $\Delta\tau$ имели достаточно малую величину и вызываемые ими кривые ползучести при $T_1 = 1,6 \text{ К}$ наряду с флуктуационной стадией не содержали довольно протяженных переходной и динамической стадий. Наличие этих стадий эффективно уменьшает наклон макроскопической диаграммы деформирования. Может оказаться также, что интенсивность упрочнения на заключительной флуктуационной стадии III кривой ползучести $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ зависит от наличия и размеров динамической стадии II.

Отметим, что сформулированный выше вывод носит предварительный характер, в дальнейшем этот вопрос будет изучен более подробно. При этом предполагается учесть еще одно обстоятельство — наличие в реальных кристаллах случайных неоднородностей дефектной структуры и связанного с этим статистического разброса параметров пластичности и упрочнения. Поэтому параметры, полученные при анализе отдельных конкретных кривых ползучести, показанных на рис. 2 и 3, нуждаются в определенной статистической обработке.

Приложение

Теория низкотемпературной ползучести металла, обусловленной движением дислокаций в рельефе Пайерлса

В.Д. Нацик

1. Исходные предпосылки и основные соотношения

Скорость низкотемпературной пластической деформации ряда чистых беспримесных монокристаллов контролируется потенциальным рельефом Пайерлса [21]. В частности, этим свойством

обладают монокристаллы β -олова, ориентированные для преимущественного скольжения по системе (100) $\langle 010 \rangle$.

При сравнительно низких значениях эффективного напряжения $\tau^* = \tau - \tau_i(\varepsilon) < \tau_P$ (τ_P — напряжение Пайерлса, τ — внешнее деформирующее напряжение, τ_i — внутреннее напряжение) пластическая деформация в этих случаях происходит вследствие процессов зарождения, динамического расширения и аннигиляции парных кинков на дислокациях. Кинковый механизм обеспечивает перемещение дислокаций из одной ложбины пайерлсовского рельефа в другую под действием эффективного напряжения τ^* . Этот режим пластического течения будем называть флуктуационным. При более высоких значениях $\tau^* > \tau_P$ дислокации переходят в режим надбарьерного движения и пластическое течение приобретает динамический характер.

Общие закономерности движения дислокационных струн в рельефе Пайерлса при низких и очень низких температурах описаны в [15,16]. Основной момент теории — учет совместного влияния на этот процесс эффектов квантового туннелирования, термической активации и электронной вязкости. В работе [15] эта теория применена к описанию пластического течения металлов в условиях деформирования с постоянной скоростью (активная деформация), а также получены выражения для скачка деформирующего напряжения при n - s переходе в этих условиях. Здесь общие положения и соотношения теории будут использованы для описания пластичности металла в условиях ползучести. Будет также выполнен детальный анализ влияния n - s перехода на ползучесть.

Кинковый механизм движения дислокации сопряжен с преодолением эффективного потенциального барьера, равного энергии критического парного кинка $E_c(\tau^*)$. При $\tau^* - \tau_P \ll \tau_P$ величина барьера описывается выражениями:

$$E_c(\tau^*) = H_c \delta_\tau^{5/4}, \quad \delta_\tau = 1 - \frac{\tau^*}{\tau_P}, \quad (\text{П.1})$$

здесь H_c — характерная энергия, величина которой определяется параметрами рельефа Пайерлса и линейным натяжением дислокаций (для β -Sn эмпирические оценки дают значение $H_c \simeq 0,13 \text{ эВ}$ [13,15]). При температурах порядка 1 К и наблюдаемых в эксперименте скоростях ползучести $\dot{\varepsilon} \leq 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ реализуются малые значения параметра $\delta_\tau \ll 1$ и весьма малые величины преодолеваемого дислокациями эффективного энергетического барьера $E_c(\tau^*) \ll H_c$. В этих условиях подвижность дислокаций существенно зависит от совместного действия и конкуренции термической активации,

квантовых флуктуаций, вязкого трения и инерционных эффектов.

При движении в рельефе Пайерлса совокупности однотипных дислокаций в установившемся флуктуационном или динамическом режиме средняя скорость $V(\tau^*, T, B)$ отдельной дислокации или достаточно длинного сегмента дислокационной линии зависит от эффективного напряжения τ^* , температуры T и коэффициента электронного трения B . Соответствующая такому движению скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}$ определяется уравнением

$$\dot{\epsilon} = \rho b V(\tau^*, T, B), \quad (\text{П.2})$$

где ρ — плотность движущихся дислокаций; b — величина их векторов Бюргера. Причиной эффекта пластификации при n - s переходе является резкое изменение коэффициента B от значения B_n до значения B_s [4]:

$$B_s = \frac{2 B_n}{1 + \exp[\Delta(T)/kT]}, \quad (\text{П.3})$$

здесь $\Delta(T)$ — энергетическая щель сверхпроводника, k — постоянная Больцмана.

Использовать уравнение (П.2) для описания процесса ползучести и влияния n - s перехода на ползучесть можно только в тех случаях, когда в явном виде известна зависимость функции $V(\tau^*, T, B)$ от ее аргументов. В работе [15] показано, что скорость флуктуационного движения дислокаций V_f при $\tau_P - \tau^* \ll \tau_P$ и достаточно низких температурах определяется формулой

$$V_f(\tau^*, T, B) = \left(\frac{a^2 v_0 v_k}{b} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{H_c \delta_\tau^{5/4}}{2kT^*(\delta_\tau, T, B)} \right]. \quad (\text{П.4})$$

В показателе экспоненты в (П.4) стоит эффективная температура $T^*(\delta_\tau, T, B)$, для которой можно выписать асимптотические выражения:

$$T^* \simeq s_0 (\Theta_P \delta_\tau^{1/4} - \Theta_B), \quad T \ll \Theta_P; \quad (\text{П.5a})$$

$$T^* \simeq T \left(1 + \frac{s_1}{Q_0 \delta_\tau} \ln \frac{\Theta_S}{T} \right) - \frac{s_1 \Theta_B}{Q_0 \delta_\tau}, \quad T \geq \Theta_P. \quad (\text{П.5b})$$

В формулах (П.4) и (П.5) использованы следующие обозначения: a — период рельефа Пайерлса; v_0 — характерная частота колебаний дислокации в ложбине рельефа Пайерлса; Θ_P и Θ_B — соответственно характеристические температуры, связанные с нулевыми колебаниями дислокационной струны в ложбине рельефа Пайерлса и демпфированием таких колебаний электронным трением; $Q_0 = H_c/k\Theta_P$ — параметр квазиклассичности для

процесса туннельного зарождения парного кинка; Θ_S — характеристическая температура свободной дислокационной струны; v_k — скорость движения кинков вдоль линии дислокации; $s_0 \simeq 0,9$ и $s_1 \simeq 5,4$ — численные параметры.

Отметим, что эффективная температура T^* в формуле (П.4) описывает интенсивность квантового движения дислокационной струны в рельефе Пайерлса в пределе $T \rightarrow 0$ и интенсивность ее теплового движения в классическом пределе $T \gg \Theta_P$ и $Q_0 \rightarrow \infty$. Влияние электронного трения на флуктуационное движение дислокации определяется зависимостью от B как эффективной температуры T^* , так и скорости кинков v_k в предэкспоненциальном множителе в (П.4).

Движение кинков вдоль дислокации происходит в динамическом режиме, и их скорость v_k определяется равенством $ab\tau^* = \beta v_k$, в котором слева стоит сила, обусловленная напряжением τ^* [22], а справа — сила электронного трения. Коэффициент электронного трения кинка β пропорционален коэффициенту трения B прямолинейной дислокации: $\beta = a^2 B/l$, где l — ширина кинка [4]. В результате имеем

$$v_k(\tau^*, B) = \frac{lb\tau^*}{aB}. \quad (\text{П.6})$$

В отдельных случаях при быстром изменении действующего на кристалл внешнего напряжения τ или внутреннего состояния кристалла (температуры T , коэффициента трения B и т.п.) для всех дислокаций или для отдельных достаточно длинных сегментов дислокационных линий может реализоваться установившийся режим динамического движения, который описывается формулой, аналогичной (П.6):

$$V_d(\tau^*, B) = \frac{b\tau^*}{B}. \quad (\text{П.7})$$

Влияние температуры на динамическую пластичность связано только с возможной температурной зависимостью B . В этом случае особенно легко понять причину эффекта пластификации при n - s переходе: резкое уменьшение B (см. формулу (П.3)) приводит к резкому увеличению скорости дислокаций (П.7) и скорости пластической деформации (П.2) при постоянных значениях эффективного напряжения τ^* и плотности дислокаций ρ .

Предлагаемое в данной работе дислокационное описание кинетики скачка ползучести при n - s переходе использует несколько исходных предпосылок:

— в пределах отдельной кривой ползучести $\delta \epsilon_{ns}(t)$ приращение внутренних напряжений τ_i пропорционально приращению деформации (см. формулу(5)), поэтому изменение эффективного напряжения описывается формулой

$$\tau^*(t) = \tau_n^* - \kappa(\varepsilon)\delta\varepsilon_{ns}(t), \quad (\text{П.8})$$

где ε и $\tau_n^* = \tau - \tau_i(\varepsilon)$ — соответственно величина полной деформации и значение эффективного напряжения в нормальном состоянии перед n - s переходом;

— перед моментом сверхпроводящего перехода t_{ns} пластическая деформация в нормальном состоянии протекает во флуктуационном режиме при значениях $\tau^* \simeq \tau_P$ [12,15] и описывается формулами (П.2) и (П.4), в которых $\tau^* = \tau_n^*$, $B = B_n$, $\delta_\tau = \delta_{\tau n} = 1 - \tau_n^*/\tau_P \ll 1$;

— на протяжении переходной стадии I, т.е. на интервале времени $t_m - t_{ns}$, происходит переход от режима движения дислокаций, отвечающего значению $B = B_n$, к новому режиму с $B = B_s$, но величина эффективного напряжения при этом существенно не изменяется, т.е. $\tau^*(t_m) \simeq \tau^*(t_{ns}) \equiv \tau_n^*$.

2. Флуктуационная составляющая скачка ползучести при n - s переходе

Переходя к теоретическому описанию кинетики скачка ползучести $\delta\varepsilon_{ns}(t)$, рассмотрим сначала более простой случай, когда флуктуационный режим движения дислокаций перед n - s переходом сохраняется и после перехода, т.е. динамическая стадия отсутствует и $t_m = t_f$. В этом случае стартовая скорость ползучести $\dot{\varepsilon}(t_{ns})$ и максимальная скорость $\dot{\varepsilon}(t_f)$, соответствующая моменту начала флуктуационной стадии $t_f = t_m$, будут определяться выражениями:

$$\dot{\varepsilon}_n(t_{ns}) = \rho(a^2 b v_o v_{kn})^{1/2} \exp\left[-\frac{H_c \delta_{\tau n}^{5/4}}{2kT^*(\delta_{\tau n}, T, B_n)}\right], \quad (\text{П.9})$$

$$\dot{\varepsilon}_s(t_{ns}) = \rho(a^2 b v_o v_{ks})^{1/2} \exp\left[-\frac{H_c \delta_{\tau n}^{5/4}}{2kT^*(\delta_{\tau n}, T, B_s)}\right], \quad (\text{П.10})$$

здесь v_{kn} и v_{ks} — соответственно скорости динамического движения дислокационных кинков в нормальном и сверхпроводящем состояниях под действием эффективного напряжения $\tau^* \simeq \tau_P$. Согласно формулам (П.3) и (П.6), имеем:

$$v_{kn} \simeq \frac{lb\tau_P}{aB_n}, \quad v_{ks} \simeq \frac{v_{kn}}{2} \left[1 + \exp\frac{\Delta(T)}{kT}\right]. \quad (\text{П.11})$$

Используя формулы (П.9)–(П.11), легко получить выражение для измеряемого в экспериментах отношения скоростей ползучести $\dot{\varepsilon}_s(t_m)/\dot{\varepsilon}_n(t_{ns})$. При записи этого выражения воспользуемся мало-

стью параметра $\Theta_B/\Theta_P \leq 10^{-1}$ [15], который описывает влияние электронного трения на квантовое туннелирование дислокаций через барьеры Пайерлса, и ограничимся линейным приближением по этому параметру. В квантовом пределе $T \ll \Theta_P$ получим

$$\ln \frac{\dot{\varepsilon}_s(t_f)}{\dot{\varepsilon}_n(t_{ns})} \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \exp\frac{\Delta(T)}{kT}}{2} + \frac{Q_0}{2s_0} \left(\frac{\Theta_{Bn}}{\Theta_P}\right) \delta_{\tau n}^{3/4} \text{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}. \quad (\text{П.12a})$$

В области промежуточных и высоких температур $T \geq \Theta_P$ справедливо выражение

$$\ln \frac{\dot{\varepsilon}_s(t_f)}{\dot{\varepsilon}_n(t_{ns})} \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \exp\frac{\Delta(T)}{kT}}{2} + \frac{s_1}{2} \left(\frac{\Theta_{Bn}}{\Theta_P}\right) \left(\frac{\Theta_P}{T}\right)^2 \delta_{\tau n}^{9/4} \left(\delta_{\tau n} + \frac{s_1}{Q_0} \ln \frac{\Theta_s}{T}\right)^{-2} \text{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}. \quad (\text{П.12б})$$

Изменение приращения деформации $\delta\varepsilon_{ns}(t)$ со временем можно описать, предполагая, что в пределах отдельной кривой ползучести параметр δ_τ изменяется, в соответствии с (П.8), пропорционально $\delta\varepsilon_{ns}(t)$:

$$\delta_\tau = \delta_{\tau n} + \frac{\kappa}{\tau_P} \delta\varepsilon_{ns}(t). \quad (\text{П.13})$$

Вычисляя показатель экспоненты в (П.4) в линейном приближении по приращению деформации $\delta\varepsilon_{ns}(t)$, можно представить уравнение пластического течения (П.2) в виде, соответствующем эмпирическому соотношению (3):

$$\ln \left[\frac{d}{dt} \delta\varepsilon_{ns}(t) \right] = \ln \dot{\varepsilon}_s(t_f) - C_f \delta\varepsilon_{ns}(t). \quad (\text{П.14})$$

Определяемая этим уравнением кривая ползучести описывается логарифмическим выражением

$$\delta\varepsilon_{ns}(t) = \alpha_f \ln \left[\frac{\dot{\varepsilon}_s(t_f)}{\alpha_f} t + 1 \right]. \quad (\text{П.15})$$

Величина коэффициента логарифмической ползучести $\alpha_f = C_f^{-1}$ зависит, вообще говоря, от температуры T , параметра $\delta_{\tau n}$ и коэффициента трения B_s или пропорциональной ему температуры Θ_{Bs} . Однако последней зависимостью можно пренебречь, учитывая малую величину отношения $\Theta_{Bs}/\Theta_P < 10^{-1}$. В результате для коэффициента α_f в квантовом пределе ($T \ll \Theta_P$) получим выражение:

$$\alpha_f \simeq \frac{2s_0\tau_P}{\kappa Q_0}. \quad (\text{П.16а})$$

В области промежуточных и высоких температур ($T \geq \Theta_P$) величина этого коэффициента сложным образом зависит от параметра $\delta_{\tau n}$ и температуры T :

$$\alpha_f = \frac{8\tau_P}{5\kappa Q_0} \left(\frac{T}{\Theta_P} \right) \left(\delta_{\tau n} + \frac{s_1}{Q_0} \ln \frac{\Theta_S}{T} \right)^2 \times \\ \times \left(\delta_{\tau n} + \frac{9s_1}{5Q_0} \ln \frac{\Theta_S}{T} \right)^{-1} \delta_{\tau n}^{-5/4}. \quad (\text{П.16б})$$

Отметим, что эмпирические значения коэффициента α_f можно получить двумя способами, представляя зарегистрированные в экспериментах кривые ползучести $\delta\epsilon_{ns}(t)$, инициированные n - s переходом, в координатах $\dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$ или $\ln \dot{\epsilon}_s - \delta\epsilon_{ns}$.

3. Динамическая составляющая скачка ползучести при n - s переходе

Можно ожидать, что описанный выше случай сохранения флуктуационного режима ползучести после n - s перехода будет реализоваться при температурах, близких к критической температуре T_c , когда вызванный переходом скачок коэффициента трения B не слишком велик. При более низких температурах значительное уменьшение B при n - s переходе в условиях близости τ^* к напряжению Пайерлса τ_P может привести к переходу отдельных отрезков дислокационных струн в режим динамического движения.

Такая возможность, проанализированная в работе [23], обусловлена инерционными свойствами дислокационной струны, роль которых возрастает в сверхпроводящем состоянии вследствие малой величины коэффициента электронного трения B_s . После завершения переходной стадии I эти дислокационные сегменты приобретут скорость V_d , определяемую соотношением

$$B_s V_d \simeq b\tau_P. \quad (\text{П.17})$$

При описании вклада таких сегментов в приращение деформации ползучести следует, естественно, учитывать уменьшение их общего количества со временем (процесс «истощения»), связанное с линейным натяжением дислокационных струн и наличием в кристалле областей с локально высокими значениями внутренних напряжений $\tau_i > \tau - \tau_P$. Отметим, что влияние на кинетику ползучести процесса «истощения» плотности быстрых дислокаций (движущихся в динамическом режиме) качественно

эквивалентно влиянию деформационного упрочнения на дислокации, движущиеся в флуктуационном режиме: оба эти фактора приводят к затуханию скорости ползучести со временем.

Учет процесса «истощения» быстрых дислокаций в уравнениях теории ползучести можно произвести по аналогии с учетом деформационного упрочнения. Обозначим символом ρ_d суммарную длину в единице объема кристалла дислокационных сегментов, движущихся в надбарьерном режиме (плотность быстрых дислокаций). Если ρ_{d0} начальная плотность таких дислокаций, то ее уменьшение в пределах отдельной кривой ползучести можно считать пропорциональным приращению деформации $\delta\epsilon(t)$:

$$\rho_d = \rho_{d0} [1 - q\delta\epsilon(t)], \quad (\text{П.18})$$

где q — коэффициент истощения. Феноменологические параметры теории ρ_{d0} и q играют в описании динамической ползучести такую же роль, как параметры ρ и κ в описании флуктуационной ползучести. Их значения для каждой конкретной ситуации, реализуемой в эксперименте, можно получить из анализа экспериментальных данных.

Используя формулы (П.2), (П.17) и (П.18), легко получить уравнение, описывающее вклад динамической моды пластического течения в приращение деформации ползучести $\delta\epsilon(t)$, инициированное n - s переходом. Это уравнение имеет вид, соответствующий эмпирическому соотношению (2):

$$\frac{d}{dt} [\delta\epsilon_{ns}(t)] = \dot{\epsilon}_s(t_m) - C_d \delta\epsilon_{ns}(t); \quad (\text{П.19})$$

$$\dot{\epsilon}_s(t_m) = \frac{\rho_{d0} b^2 \tau_P}{B_s}, \quad C_d = q \dot{\epsilon}_s(t_m).$$

Приращение деформации $\delta\epsilon_{ns}(t)$ в режиме динамической ползучести описывается решением уравнения (П.19), которое имеет вид

$$\delta\epsilon_{ns}(t) = q^{-1} [1 - \exp(-q \dot{\epsilon}_s(t_m) t)]. \quad (\text{П.20})$$

В условиях конкретного эксперимента даже при малой плотности быстрых дислокаций ($\rho_{d0} \ll \rho$) вклад в приращение деформации ползучести $\delta\epsilon(t)$ динамической моды (П.20) может оказаться заметно больше флуктуационного вклада (П.15).

В тех случаях, когда достаточно протяженный фрагмент кривой ползучести $\delta\epsilon(t)$ спрямляется в координатах $\dot{\epsilon} - \delta\epsilon$ (см., например, рис. 2,б), появляется возможность получить эмпирические оценки параметров ρ_{d0} и q . Следует, однако, учитывать, что величины этих параметров весьма существенно зависят от деталей конкретной экспериментальной

ситуации в момент n - s перехода: от значений параметра δ_τ , отношения B_n/B_s , общей плотности дислокаций ρ , характерной величины и распределения внутренних напряжений и т.д. Поэтому эмпирические значения ρ_{d0} и q могут иметь большой разброс.

Отметим еще одно обстоятельство, которое следует учитывать при интерпретации зарегистрированных в экспериментах кривых ползучести. Стадия динамической ползучести II, если она возникает, как правило, определяется динамическим движением сравнительно малого количества дислокационных сегментов ($\rho_{d0} \ll \rho$) и не должна сопровождаться сколь-нибудь значительным изменением общей плотности дислокаций ρ и обусловленных ими внутренних напряжений τ_i . Поэтому можно предполагать, что к концу этой стадии и началу стадии III флуктуационной ползучести величина τ_i и связанный с ней параметр δ_τ сохраняют значения, которые они имели в момент n - s перехода. Данное предположение позволяет использовать для описания стадии III формулы (П.14) и (П.15) как в тех случаях, когда она возникает сразу после переходной стадии I, так и при наличии между ними динамической стадии II.

Работа выполнена в рамках целевой программы Отделения физики и астрономии НАН Украины, тема 1.4.10.1.8.

1. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, В.П. Лебедев, *ДАН СССР* **188**, 803 (1969).
2. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, and T.I. Vainblat, *Phys. Status Solidi* **B37**, 47 (1970).
3. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).
4. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *УФН* **3**, 656 (1973).
5. М.И. Каганов, В.Д. Нацик, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 550 (1970).
6. G.P. Huffman and N. Louat, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1055 (1970).
7. M. Suenaga and J.M. Galligan, *Scripta Met.* **4**, 697 (1970).
8. A.V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 660 (1971).
9. В.Д. Нацик, *ЖЭТФ* **61**, 2540 (1971).
10. G. Kostorz, *Phys. Status Solidi* **B58**, 9 (1973).
11. В.Л. Инденбом, Ю.З. Эстрин, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 675 (1973).
12. В.П. Солдатов, В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **27**, 1421 (2001).
13. Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, *ФММ* **63**, 386 (1987).
14. Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **11**, 1206 (1985).
15. В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).

16. Б.В. Петухов, *ФНТ* **11**, 1090 (1985).
17. Ю.Г. Казаров, в кн: *Физика конденсированного состояния*, Харьков (1973), вып.11, с.100.
18. Р. Бернер, Г. Кронмюллер, *Пластическая деформация кристаллов*, Мир, Москва (1969).
19. П.А. Безуглый, А.А. Галкин, А.П. Королюк, *ЖЭТФ* **39**, 7 (1960).
20. G. Giaever and K. Megerle, *Phys. Rev.* **122**, 110 (1961).
21. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **15**, 901 (1989).
22. А. Зеергер, П. Шиллер, в кн: *Физическая акустика*, т. III, ч. А, Мир, Москва (1969).
23. T. Suzuki and H. Koizumi, *Philos. Mag.* **67**, 1153 (1993).

Quantitative analysis of a superconducting transition-induced jump in creep of β -Sn

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

The previous comprehensive study [V.P. Soldatov et al., *Fiz. Nizk. Temp.* **27**, 1421 (2001)] into the kinetics of the n - s transition-induced transient creep of β -Sn single crystals was continued. The samples were aligned for slipping over the system $(100) \langle 010 \rangle$. In that case the creep kinetics were defined by the dislocation motion through the Peierls relief barriers. The experiments were carried out at $T_1 = 1.6$ K and $T_2 = 3.2$ K which were lower than $T_c = 3.72$ K of Sn. The n - s and s - n transition were realized by switching off and on magnetic field. It confirmed that after the n - s transition the creep curve $\delta\epsilon_{ns}(t)$ staged in its behavior: we have observed transient, dynamic and fluctuation stage at $T_1 = 1.6$ K and transient and fluctuation ones at $T_2 = 3.2$ K. The dependences of the quantitative characteristics of each stage on creep rate at the n - s transition and complete prestrain of the sample are studied. The method of small additional loading was used to construct macroscopic stress-strain diagrams of β -Sn at the above temperatures and to determine the work hardening coefficients which characterize the hardening rate at the macroscale level. A theory of low-temperature creep of metals caused by quantum (tunnel), dynamic and thermally activated motion of dislocations within the Peierls potential relief is presented. The peculiarities and characteristics of the dynamic and fluctuation stage of the experimental creep curves $\delta\epsilon_{ns}(t)$ are compared with the theoretical ones. The fluctuation creep stage of Sn is found to be quantum in nature in the temperature range studied. The creep

curves are analyzed to yield the estimate of the work hardening coefficient at the microscale level. The difference in the macro- and microscale intensity rates is obtained and considered. It is found that the transient creep of β -Sn at liquid helium temperatures is limited by

low-energy dislocation processes which are associated with the tunnel overcoming of the effective potential barriers of 10^{-3} eV.