Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 965–984

Влияние электронной вязкости и примесей на квантовое движение дислокаций через барьеры Пайерлса

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

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail:natsik@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 февраля 1996 г.

В экспериментах на чистых монокристаллах β-Sn в температурном интервале 0,5–4,4 K детально изучены температурные зависимости предела текучести и скоростной чувствительности деформирующего напряжения для системы скольжения (100)⟨010⟩. Подтверждено существование зарегистрированной ранее низкотемпературной аномалии, имеющей характерные признаки квантового процесса — переход от термически активированного к атермическому пластическому течению в области температур порядка и ниже 1 K. Показано, что переход образцов в сверхпроводящее состояние заметно расширяет температурный интервал аномалии. Изучено влияние на характер аномалии легирования олова примесями кадмия: малая концентрация примесей повышает пороговую температуру аномалии, тогда как большая концентрация приводит к исчезновению атермической пластичности. Выполнен детальный теоретический анализ экспериментальных наблюдений, базирующийся на установленном ранее факте определяющего влияния барьеров Пайерлса на подвижность дислокаций данной системы скольжения и на результатах теории квантового движения дислокаций в рельефе Пайерлса. Получены простые аналитические выражения для температурных зависимостей характеристик пластичности в области квантовой аномалии и проведено количественное сравнение теории и эксперимента. Предложена и реализована применительно к системе скольжения (100)⟨010⟩ в β-Sn процедура вычисления эмпирических значений фундаментальных параметров теории дислокаций: напряжения Пайерлса, эффективной массы, линейного натяжения и коэффициента электронного трения дислокационной струны.

В експериментах на чистих монокристалах β-Sn у температурному інтервалі 0,5–4,4 K детально вивчено температурні залежності границі плинності і швидкісної чутливості деформуючої напруги для системи ковзання (100)⟨010⟩. Підтверджено існування раніше зареєстрованої низькотемпературної аномалії, що має характерні ознаки квантового процесу — перехід у зоні температур порядку і нижче 1 K від термічно активованої до атермічної пластичності. Показано, що перехід зразків олова у стан надпровідності помітно розширює температурний інтервал аномалії. Вивчено вплив на характер аномалії легування олова домішками кадмію: мала концентрація домішок збільшує порогову температуру початку аномалії, тоді як велика концентрація призводить до зникнення атермічної пластичності. Виконано детальний теоретичний аналіз експериментальних спостережень, що базується на раніше встановленому факті визначаючого впливу на рухливість дислокацій даної системи ковзання бар'єрів Пай'єрлса і на результатах теорії квантового руху дислокацій у рельєфі Пай'єрлса. Виведено прості аналітичні вирази для температурних залежностей характеристик пластичності в області квантової аномалії і здійснено кількісне порівняння висновків теорії з результатами експериментів. Запропоновано і реалізовано стосовно системи ковзання (100) ⟨010⟩ у β-Sn процедуру обчислення емпіричних значень фундаментальних параметрів теорії дислокацій: напруги Пай'єрлса, ефективної маси, сили лінійного натягу і коефіцієнта електронного тертя дислокаційної струни.

1. Введение

В низкотемпературной физике кристаллов на протяжении последних лет вызывают значительный интерес аномалии температурных зависимостей параметров пластичности ряда металлов и ионных кристаллов, обусловленные влиянием квантовых эффектов на подвижность дислокаций. Данная проблема имеет довольно продолжительную историю. Первые соображения о квантовых свойствах дислокаций были высказаны около сорока лет назад в теоретических работах Мотта (1956 г.), Ляйбфрида (1956 г.) и Виртмана (1958 г.). С тех пор представления о квантовой пластичности получили дальнейшее теоретическое развитие и экспериментальные подтверждения в работах большого числа исследователей. Подробную библиографию по данному вопросу можно найти в статье [1] и обзоре [2].

© В. Д. Нацик, Г. И. Кириченко, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин, 1996

В настоящее время установлено, что существует большая группа кристаллов, которые подобно так называемым квантовым кристаллам (твердые водород, гелий и некоторые другие отвердевшие газы) сохраняют высокую пластическую податливость в условиях глубокого охлаждения. При достаточно низких температурах пластическое течение этих кристаллов, как правило, приобретает признаки квантового процесса: для каждого кристалла существует пороговая температура T_q, ниже которой параметры пластичности теряют чувствительность к изменению температуры. Эту совокупность кристаллов можно разделить на два класса [1], критерием разделения является порядок величины температуры T_q начала квантовой пластичности. Оказалось, что значения T_q существенно зависят от типа барьеров, тормозящих движение дислокаций, и имеют различный порядок величины для случаев определяющего влияния примесных барьеров ($T_q \sim 10$ K) и барьеров Пайерлса ($T_q \sim 1$ K).

К первому классу можно отнести ГЦК и ГПУ металлы, для которых напряжение Пайерлса τ_P в плоскостях легкого скольжения пренебрежимо мало ($\tau_p \sim 10^{-5}G$, где G — модуль сдвига). Низкотемпературная пластичность этих металлов даже при очень малых концентрациях примесей определяется механизмами преодоления дислокациями примесных барьеров. В этом случае главный квантовый эффект — нулевые колебания зависших на примесях дислокационных струн. Такие колебания эффективно понижают примесные барьеры и обеспечивают сохранение пластичности при $T \to 0$ [3]. Для данного процесса квантовый параметр с размерностью температуры, задающий порядок величины T_q, совпадает с характеристической температурой дислокационной струны

$$\Theta_S = \frac{\pi\hbar}{2k\lambda}\left(\frac{C}{M}\right)^{1/2} \sim 10^{-1}T_D,$$

где $\hbar$ — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; C и M — соответственно линейная плотность собственной энергии и эффективной массы дислокации; λ — характерный линейный размер примесного барьера; T_D — температура Дебая кристалла. Квантовая пластичность, обусловленная таким механизмом, детально изучена в экспериментах на монокристаллах сплавов на основе Zn ($T_q \approx 30$ K) [4] и Pb ($T_q \approx 10$ K) [5,6].

Второй класс объединяет кристаллы с умеренно высокими барьерами Пайерлса ($\tau_P \sim 10^{-4}$–$10^{-3}G$): ряд ионных кристаллов и некоторые металлы с объемноцентрированной решеткой. При малых концентрациях примесей в таких кристаллах их пластичность определяется движением дислокаций через барьеры Пайерлса по механизму зарождения и расширения парных перегибов на дислокационных струнах. Сохранение пластичности при $T \to 0$ в этом случае обеспечивается квантовым процессом туннельного зарождения парных перегибов [7], а роль эквивалентной «квантовой температуры» для данного процесса играет параметр

$$\Theta_P \approx \frac{\hbar}{2k}\left(\frac{\tau_P}{M}\right)^{1/2} \sim (10^{-3}\text{–}10^{-2})T_D .$$

Четкая регистрация квантовой пластичности такого типа была осуществлена в экспериментах с чистыми монокристаллами LiH ($T_q \simeq 5$ K) [8], LiF ($T_q \simeq 2{,}5$ K) [9], Sn ($T_q \simeq 1{,}2$ K) [10].

С позиций общефизической идеологии квантовое движение дислокаций через примесные барьеры и барьеры Пайерлса можно отнести к так называемым макроскопическим квантовым эффектам. Другие примеры таких эффектов — туннельное образование зародышей новой фазы при фазовых переходах [11,12] и туннельное изменение токовых состояний в сверхпроводящем канале (или кольце) со слабой связью (см. обзор [13]). Во всех этих случаях элементарным актом рассматриваемого физического процесса является распад метастабильного состояния многочастичной системы и переход ее в состояние с меньшей энергией через энергетический барьер в многомерном конфигурационном пространстве. Этому переходу можно сопоставить одну коллективную макроскопическую динамическую переменную, так что возникает возможность описания распада метастабильного состояния на языке одномерного квазиклассического движения через потенциальный барьер некоторой эффективной «частицы». В перечисленных примерах роль такой макроскопической переменной играют соответственно ширина парного перегиба на дислокационной струне, радиус зародыша новой фазы, скачок фазы волновой функции сверхпроводящего конденсата на слабой связи. При достаточно высокой температуре переход «частицы» через барьер обеспечивается термической активацией, а при $T \to 0$ в отсутствие тепловых флуктуаций остается возможность преодоления барьера путем квантового подбарьерного просачивания. Для каждого конкретного процесса такого типа можно ввести пороговую температуру T_q, определяемую параметрами «частицы» и барьера, ниже которой роль квантовых эффектов в элемен-

тарных актах и в кинетике процесса в целом становится преобладающей.

Макроскопическое квантовое туннелирование имеет одну принципиально важную особенность по сравнению с туннелированием микрочастиц. Макроскопическая динамическая переменная, как правило, сильно связана с очень большим числом других динамических переменных многочастичной системы, в результате чего ее изменение сопровождается значительными эффектами диссипации (трения), и при описании квантового движения эффективной «частицы» через барьер необходимо учитывать это трение. Таким образом, возник новый нетривиальный аспект квантовой механики — описание туннельных процессов с диссипацией. Общие методы решения задач такого типа развиты в работах [14,15], а влияние трения на квантовое движение дислокаций проанализировано в работах [16–18]. Теория во всех случаях предсказывает увеличение вероятности квантового туннелирования при уменьшении диссипации. В связи с этим для проверки выводов теории принципиальную важность приобретает постановка специальных экспериментов, в которых наблюдение эффектов макроскопического квантового туннелирования сопровождалось бы контролируемым изменением внутренней вязкости изучаемой системы.

В физике пластичности очень удобным объектом для изучения влияния диссипации на квантовое движение дислокаций являются металлические сверхпроводники. Во-первых, большинство металлов сохраняют пластичность вплоть до самых низких температур. С другой стороны, на динамику дислокационных процессов в металлах при низких температурах весьма серьезное влияние оказывает сила электронного трения, обусловленная взаимодействием движущейся дислокации с электронами проводимости [19]. В сверхпроводящем состоянии эта сила значительно меньше, чем в нормальном, поэтому существует возможность контролируемого изменения динамического трения дислокаций сверхпроводящим переходом. Такой переход можно осуществлять при постоянной температуре $T < T_c$ (T_c — критическая температура сверхпроводящего перехода), поместив образец в сверхпроводящий соленоид и включая или выключая с помощью его разрушающее сверхпроводимость магнитное поле. Отметим, что именно такой метод регистрации влияния сверхпроводящего перехода на ползучесть металла одним из первых применили Б. Г. Лазарев с сотрудниками [20].

Для экспериментального изучения различных аспектов квантового движения дислокаций через барьеры Пайерлса в настоящее время самым удобным и эффективным объектом являются, по-видимому, чистые монокристаллы β-Sn. Данное утверждение основано на следующих фактах:

— изучение геометрии пластической деформации монокристаллов β-Sn показало, что при низких температурах (вплоть до 0,5 K) высокая пластичность наблюдается при действии системы скольжения (100)⟨010⟩ [10,21];

— детальное изучение кинетики пластического течения по этой системе скольжения привело к заключению [22], что в области температур $1{,}5\ \text{K} < T < 100\ \text{K}$ оно определяется термически активированным движением винтовых дислокаций через барьеры Пайерлса, при этом для напряжения Пайерлса получена эмпирическая оценка $\tau_P \approx 10^{-3}G$;

— ниже 1,2 K пластическое течение по системе скольжения (100)⟨010⟩ приобретает характерные признаки квантового процесса (атермичность параметров пластичности) [10], а сопоставление экспериментальных данных с результатами теории [7] позволило качественно интерпретировать эту пластичность как следствие квантового туннелирования дислокаций через барьеры Пайерлса;

— в области наблюдения квантовой пластичности β-Sn переходит в сверхпроводящее состояние (температура перехода $T_c = 3{,}72$ K), что дает возможность контролируемого изменения коэффициента электронного трения дислокаций [23].

Принимая во внимание перечисленные выше обстоятельства, в настоящей работе мы продолжили начатое в [10,23] исследование пластичности монокристаллов β-Sn в температурном интервале 4,4–0,5 K. На чистых образцах проведено более детальное изучение перехода от термически активированного к квантовому пластическому течению в нормальном и сверхпроводящем состояниях. В этих экспериментах обнаружено, что в сверхпроводящем состоянии пороговая температура начала квантовой пластичности заметно выше, чем в нормальном состоянии. Данное наблюдение качественно подтвердило предсказания теории квантового движения задемпфированных дислокаций в рельефе Пайерлса [17,18]. Но теоретические результаты работ [17,18] относятся к движению отдельной дислокации и записаны в форме, затрудняющей их сравнение с экспериментом. В связи с этим в Приложении к данной работе, написанном одним из авторов (В. Нациком), на базе результатов работ [17,18] получены простые формулы для параметров пластичности, измеряемых в экспериментах. С помощью этих формул оказалось возможным осуществить количественное сравнение

теории с данными экспериментов для чистого β-Sn. Хорошее согласие теории с экспериментом позволило впервые решить задачу о получении эмпирических оценок для полного набора параметров струнной модели дислокации: линейной плотности собственной энергии, эффективной массы и коэффициента электронного трения дислокации, а также напряжения Пайерлса.

В настоящей работе также начато экспериментальное изучение влияния на квантовое движение дислокаций искажений кристаллического потенциального рельефа примесями. Для решения этой задачи была выполнена серия экспериментов на образцах β-Sn, легированных малым и большим количеством примесей кадмия. Оказалось, что малая концентрация примесей (0,01 ат.%) заметно повышает пороговую температуру начала квантовой пластичности, тогда как большая концентрация (0,53 ат.%) приводит к полному исчезновению квантовой пластичности в изученном температурном интервале. Первая попытка теоретического анализа влияния примесных атомов на туннелирование дислокаций через барьеры Пайерлса была предпринята в работе [24], однако описанные в этой работе закономерности находятся в качественном противоречии с экспериментальными наблюдениями. Поэтому вопрос о механизме влияния примесей на квантовую пластичность олова остается открытым.

2. Методика экспериментов

Монокристаллы чистого олова и сплавов на его основе выращивали из расплава партиями по 10 штук от одной затравки модифицированным методом Бриджмена [25]. Ориентация продольной оси выращенных кристаллов, совпадавшая с направлением их растяжения, была близкой к ⟨110⟩, что обеспечивало максимально благоприятные условия для скольжения в системе (100) ⟨010⟩. Концентрация различных примесей в исходных компонентах, применявшихся для приготовления сплавов олово — кадмий, была порядка 10^{-5}–$5\cdot10^{-6}$ ат.%, а выращенные из них монокристаллы содержали 0,01 и 0,53 ат.% примесей Cd. Согласно диаграмме фазового равновесия сплава, эти концентрации должны образовывать неупорядоченный твердый раствор, так как предельная растворимость Cd в Sn при комнатной температуре составляет около 1% [26].

Отобранные для экспериментов кристаллы деформировались растяжением с постоянной базовой скоростью относительного удлинения $\dot{\varepsilon} = 6{,}6\cdot10^{-5}\,\text{с}^{-1}$ в оригинальной деформационной установке с криостатом, который обеспечивал нижний предел охлаждения образца до 0,4 К [27]. Эксперименты были выполнены в интервале температур 0,5–4,4 К. Использование в качестве охлаждающей среды жидкого ^{4}He позволяло получать температуры 1,7–4,4 К, а использование жидкого ^{3}He — температуры 0,5–3,2 К. Температура контролировалась с точностью 10^{-2} К арсенид- галлиевым термометром и параллельно измерениями давления насыщенных паров ^{3}He и ^{4}He.

Регистрируемые в экспериментах диаграммы деформирования нагрузка — удлинение пересчитывались в диаграммы $\tau(\varepsilon)$, где ε — относительное удлинение образца; τ — сдвиговое напряжение, действующее в системе скольжения (100) ⟨010⟩. Критическое напряжение сдвига (КНС) τ_0 определялось по началу отклонения диаграммы деформирования от линейного участка.

Температурную зависимость $\tau_0(T)$ получали, используя методику многократного нагружения одного и того же образца в пределах стадии легкого скольжения по следующей схеме: вначале он нагружался до предела текучести при 4,4 К, затем разгружался, после чего процедура измерения повторялась при более низкой температуре. Получаемые при этом значения КНС корректировались с учетом небольшого упрочнения кристалла, вызванного предшествующими нагружениями.

В экспериментах, выполнявшихся при $T < 3$ К, диаграммы деформирования регистрировались при фиксированной температуре как в сверхпроводящем S, так и в нормальном N состояниях. Деформируемые образцы находились внутри сверхпроводящего соленоида, и состояние их электронной системы изменялось включением и выключением магнитного поля соленоида $H > H_c = 309$ Гс. Эти эксперименты позволяли получать температурные зависимости КНС одного и того же образца в сверхпроводящем $\tau_S(T)$ и нормальном $\tau_N(T)$ состояниях. Осуществлялись также многократные переходы SN и NS в процессе пластического течения и регистрировались соответствующие скачки деформирующего напряжения $\delta\tau_{SN}$ и $\delta\tau_{NS}$.

В нормальном и сверхпроводящем состояниях измерялась дифференциальная характеристика — скоростная чувствительность напряжения течения $\upsilon = \delta\tau/\delta \ln \dot{\varepsilon}$ на стадии легкого скольжения. Значение этого параметра оценивалось двумя способами. Первый из них — измерение скачка напряжения $\delta\tau$ при десятикратном увеличении скорости деформации от $6{,}6\cdot10^{-5}$ до $6{,}6\cdot10^{-4}\,\text{с}^{-1}$ ($\delta \ln \dot{\varepsilon} = 2{,}3$). Значение параметра υ получалось усреднением отношения $\delta\tau/\delta \ln \dot{\varepsilon}$, измеренного

при деформациях образцов порядка 2–5%, при которых зависимость $\delta\tau$ от деформации была незначительной. К сожалению, наша установка не позволяла задавать меньшие значения $\delta \ln \dot{\varepsilon}$, поэтому мы не могли оценить ошибку, возникающую при отождествлении производной с отношением конечных разностей. В связи с этим был использован второй способ измерения v, основанный на изучении релаксации напряжения в образце при остановке деформирующей машины [28]. Регистрируемые в наших экспериментах кривые релаксации через несколько секунд после начала релаксации хорошо подчинялись логарифмическому временно́му закону: $\Delta\tau_r(t) = \tau_0 - \tau(t) \propto \ln t$. Согласно теории логарифмической релаксации, $\Delta\tau_r = v \ln(\alpha t + 1)$, что позволяет из анализа экспериментальных кривых $\Delta\tau_r(t)$ при достаточно больших значениях времени легко находить эмпирические значения параметра v. Этим методом значения v измерялись в основном в нормальном состоянии образцов, в сверхпроводящем состоянии было выполнено только несколько контрольных измерений.

3. Результаты экспериментов

3.1. Диаграммы деформирования чистых и легированных образцов

Типичные деформационные кривые чистых и легированных образцов на краях изученного температурного интервала 0,5–4,4 K показаны на рис. 1. При температуре 4,4 K как на чистых, так и на легированных образцах наблюдалось плавное пластическое течение с ярко выраженным пределом текучести и стадией легкого скольжения. Величина деформации разрушения и продолжительность стадии легкого скольжения заметно уменьшались с ростом концентрации кадмия. В субкельвиновой области температур плавное пластическое течение наблюдается только на образцах чистого олова, легирование приводит к появлению прерывистого течения (скачкообразной деформации) сначала на дальней стадии деформации, а при высоких значениях концентрации кадмия — непосредственно после достижения КНС. При понижении температуры от 4,4 до 0,5 K происходит постепенная трансформация кривых, показанных на рис. 1,*а*, в кривые на рис. 1,*б*. Скачкообразная деформация — самостоятельная интересная проблема в физике низкотемпературной пластичности, изучению этого явления на монокристаллах β-Sn авторы намереваются посвятить отдельную работу. Здесь мы только отметим, что ее появление сильно усложняет кинетику пластического течения, понижает точность измерений и затрудняет дислокационную трактовку результатов.

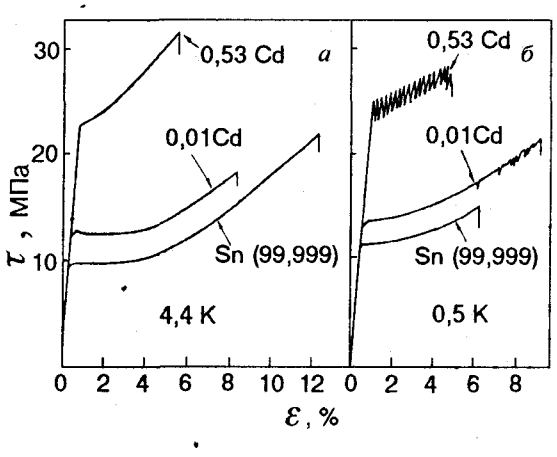

Рис. 1. Типичные деформационные кривые чистых и легированных образцов олова при температуре 4,4 (*а*), и 0,5 (*б*) K.

3.2. Температурные зависимости параметров пластичности чистого олова в N- и S-состояниях

Температурные зависимости КНС чистого олова в нормальном $\tau_{0N}(T)$ и сверхпроводящем $\tau_{0S}(T)$ состояниях показаны на рис. 2. За начало отсчета $\tau_0(T)$ на этом рисунке принято значение τ_0(4,4 K) на правом краю изученного температурного интервала. Каждая точка на рисунке является

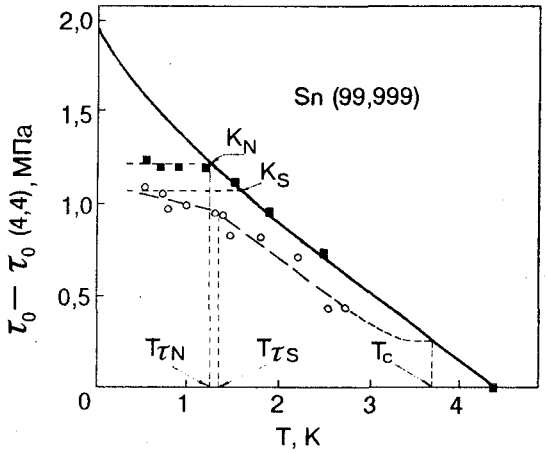

Рис. 2. Температурные зависимости КНС (τ_0) чистого олова (за начало отсчета принято значение КНС при температуре 4,4 K) в нормальном (■) и сверхпроводящем (○) состояниях. Сплошной линией обозначена теоретическая зависимость (1а); $T_{\tau N}$ и $T_{\tau S}$ — температуры, при которых наблюдаются изломы на температурной зависимости КНС в нормальном и сверхпроводящем состояниях соответственно; T_c — температура сверхпроводящего перехода олова; K_N и K_S — точки пересечения квантовой и активационной асимптотик.

результатом усреднения данных двух–трех измерений. Заметное понижение КНС в сверхпроводящем состоянии — проявление известного в физике низкотемпературной пластичности эффекта разупрочнения сверхпроводников, обусловленного резким уменьшением силы электронного торможения дислокаций при *NS*-переходе [19]. На чистых монокристаллах β-Sn этот эффект ранее был зарегистрирован в работе [23]: получена температурная зависимость скачка деформирующего напряжения вблизи предела текучести $\delta\tau_{SN} = \tau_N - \tau_S$ и показано, что он исчезает при $T > T_c = 3{,}72$ K. Отметим, что при многократных переходах *SN* и *NS* на стадии легкого скольжения чистого олова после учета поправок на небольшое деформационное упрочнение для скачков деформирующего напряжения $\delta\tau_{SN}$ и $\delta\tau_{NS}$ достаточно хорошо выполнялись соотношения $\delta\tau_{SN} = -\delta\tau_{NS} = \tau_{0N} - \tau_{0S} > 0$.

Наиболее интересная особенность зависимостей $\tau_{0N}(T)$ и $\tau_{0S}(T)$ в изучаемом интервале температур — наличие на них изломов в точках $T_{\tau N} = 1{,}2$ K и $T_{\tau S} = 1{,}4$ K соответственно (эти значения приведены с точностью до 0,1 K, так как более высокая точность не имеет смысла в силу значительного разброса экспериментальных данных). Справа от точек излома наблюдается монотонное возрастание КНС при понижении температуры, а слева — температурная чувствительность КНС или полностью исчезает (нормальное состояние), или становится очень слабой (сверхпроводящее состояние). Такое поведение получило название низкотемпературной аномалии КНС, которая объясняется влиянием квантовых эффектов на движение дислокаций.

На рис. 3 изображены температурные зависимости другого параметра пластичности — скоростной чувствительности деформирующего напряжения в нормальном $v_N(T)$ и сверхпроводящем $v_S(T)$ состояниях. Каждая точка на этом рисунке является результатом усреднения данных трех–четырех измерений. Статистический разброс и неопределенность значений v существенно больше, чем значений τ_0. Кроме того, оказалось, что результаты измерения параметра v двумя способами, описанными в разд. 2, заметно отличаются (рис. 3). Есть основания считать, что релаксационные измерения параметра v являются более корректными, поэтому в дальнейшем мы будем ориентироваться на данные, полученные этим способом. Несмотря на большой разброс точек, на зависимостях $v_N(T)$ и

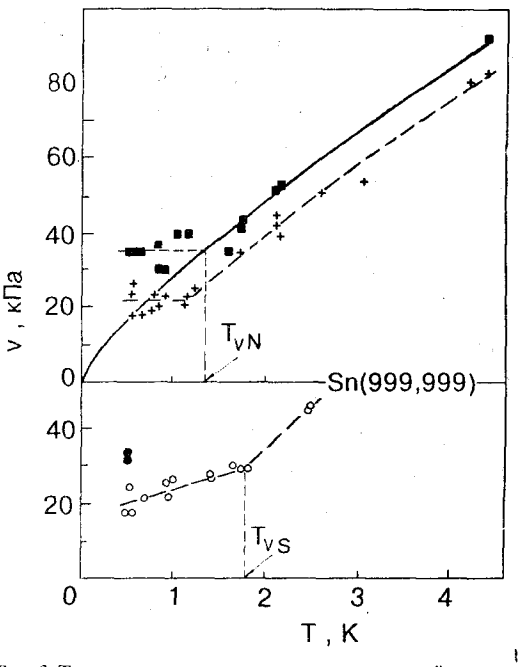

Рис. 3. Температурные зависимости скоростной чувствительности деформирующего напряжения v чистого олова в нормальном (*а*) и сверхпроводящем (*б*) состояниях. Сплошной линией обозначена теоретическая зависимость (1б); + и ○ — значения скоростной чувствительности, измеренные при десятикратном увеличении скорости деформации в *N*- и *S*-состояниях; ■ и ● — значения скоростной чувствительности полученные, из анализа релаксационных кривых в *N*- и *S*-состояниях; T_{vN} и T_{vS} — температуры, при которых наблюдаются изломы на температурной зависимости скоростной чувствительности деформирующего напряжения в нормальном и сверхпроводящем состояниях соответственно.

$v_S(T)$ также четко видны аномалии — изломы соответственно при температурах $T_{vN} = 1{,}4$ K и $T_{vS} = 1{,}8$ K и слабая чувствительность к изменению температуры ниже точек излома.

Описанные выше аномалии зависимостей $\tau_0(T)$ и $v(T)$ в нормальном состоянии ранее были зарегистрированы в работе [10]. Выполненные в данной работе эксперименты на чистом олове в сверхпроводящем состоянии показали, что *NS*-переход приводит к заметному смещению точек излома в сторону более высоких температур: $T_{\tau S} > T_{\tau N}$ и $T_{vS} > T_{vN}$. Отметим еще одну особенность — несовпадение точек излома на зависимостях $\tau_0(T)$ и $v(T)$: $T_\tau < T_v$ как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. В связи с этим в символах для координат точек излома на температурной оси используются два индекса: один из них обозначает параметр пластичности (τ или v), второй — состояние образцов (*N* или *S*).

3.3. Изменение температурных зависимостей параметров пластичности при легировании

Основные аномалии, обсуждаемые в настоящей работе, — изломы на зависимостях $\tau_0(T)$ и $\upsilon(T)$ и атермический характер пластичности ниже точек излома — наиболее четко выражены в нормальном состоянии. Поэтому влияние примесей Cd на эти аномалии было изучено в первую очередь в нормальном состоянии.

Изменения температурных зависимостей КНС $\tau_{0N}(T)$ и скоростной чувствительности деформирующего напряжения $\upsilon_N(T)$, обусловленные легированием, иллюстрируют рис. 4 и 5. Сравнение рис. 4,*а*, 5,*а* с рис. 4,*б*, 5,*б* показывает, что малая концентрация примесей кадмия не только сохраняет аномалию, но и делает ее более четко выраженной, сдвигая точку излома в сторону высоких температур, т.е. расширяя интервал атермической пластичности. Эта концентрация также заметно понижает величину производной $\partial\tau_{0N}/\partial T$ выше

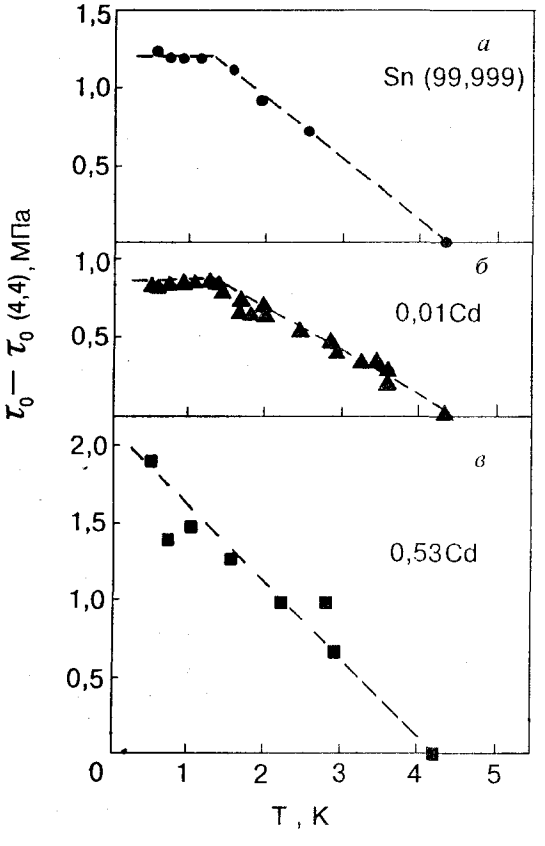

Рис. 4. Температурные зависимости КНС τ_0 чистых и легированных образцов олова (за начало отсчета принято значение КНС при температуре 4,4 К): олово 99,999% (*а*); Sn–0,01% Cd (*б*); Sn–0,53% Cd (*в*).

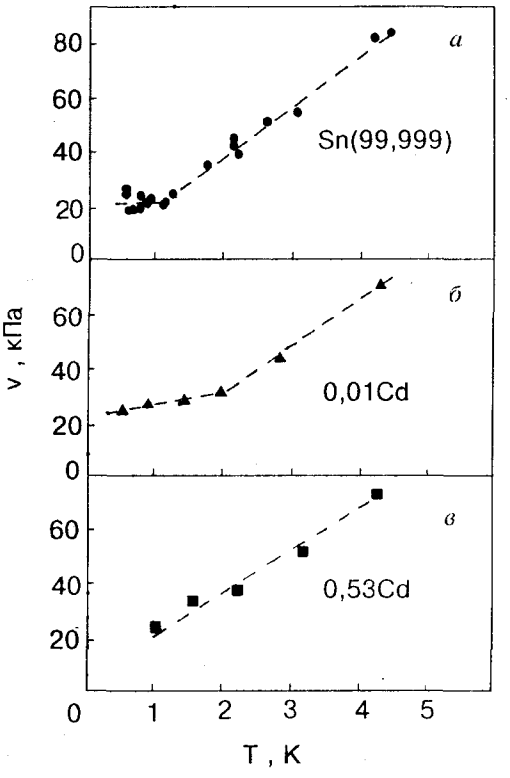

Рис. 5. Температурные зависимости величины скоростной чувствительности υ чистых и легированных образцов олова: олово 99,999% (*а*), Sn–0,01% Cd (*б*); Sn–0,53% Cd (*в*).

точки излома в области термически активированной пластичности.

Совсем иной характер влияния большой концентрации примесей кадмия на зависимости $\tau_{0N}(T)$ и $\upsilon_N(T)$ (рис. 4,*в*, 5,*в*): пластическое течение этих образцов остается термически активированным вплоть до самой низкой температуры 0,5 К, а величина производной $\partial\tau_{0N}/\partial T$ заметно больше, чем для чистых образцов в активационной области.

4. Сравнение эксперимента с теорией для чистого олова

Согласно рекомендациям, сформулированным в работе [1], установление механизма, определяющего появление низкотемпературной аномалии, требует проведения детального термоактивационного анализа кинетики деформации при более высоких температурах, при которых движение дислокаций имеет классический активационный характер. Такой анализ позволяет установить тип барьеров, контролирующих пластичность (примеси или рельеф Пайерлса) и определить главные параметры барьеров и подвижных дислокаций.

Теория квантовой и термически активированной пластичности кристаллов с пайерлсовским механизмом скольжения изложена в Приложении. Теория базируется на двух фундаментальных уравнениях: на уравнении дислокационной струны (П.1) и основном кинетическом уравнении дислокационной пластичности (П.21). Данные уравнения содержат набор феноменологических параметров, через которые, в конечном итоге, выражены все регистрируемые в экспериментах характеристики пластичности. Это следующие параметры: коэффициент линейного натяжения C; линейная плотность эффективной массы M; коэффициент динамического трения B дислокации; напряжение Пайерлса τ_p; характерный уровень внутренних напряжений τ_i; параметр $A = \ln(\dot{\varepsilon}_0/\dot{\varepsilon})$, где $\dot{\varepsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор в кинетическом соотношении (П.21), а $\dot{\varepsilon}$ — задаваемая в эксперименте скорость деформации.

Главный элементарный процесс, определяющий перемещение дислокаций на большие расстояния — термически активированное или туннельное образование на дислокационной струне критических парных перегибов. Энергия отдельного парного перегиба H_c однозначно связана с линейным натяжением дислокаций и характеристиками рельефа Пайерлса. В широкой области умеренно низких температур образование на дислокации парных перегибов обусловлено тепловым движением дислокационных струн и процесс пластического течения имеет активационный характер. Термоактивационный анализ характеристик пластичности при этих температурах позволяет получить эмпирические значения параметров A, H_c, τ_p и τ_i. Только после такого анализа возникает возможность корректной интерпретации низкотемпературной аномалии [1].

В области предельно низких температур образование парных перегибов на дислокации происходит благодаря квантовым флуктуациям кинетической энергии дислокационной струны и связанному с этими флуктуациями туннельному эффекту. Этот процесс характеризуется параметром квазиклассичности Q_0 (формула (П.11)) и характеристическими температурами Θ_P и Θ_B или эквивалентными им энергиями H_q и E_B: $k\Theta_P = H_q$(формула (П.8)) — характеристика интенсивности квантового движения дислокационной струны в рельефе Пайерлса; $k\Theta_B = E_B$ (формула (П.9)) — характеристика работы сил трения при туннельном зарождении парного перегиба. Измерения параметров пластичности в области аномалии и результаты термоактивационного анализа характеристик пластичности при более высоких температурах позволяют получить эмпирические оценки для всех перечисленных выше квантовых параметров и описать в деталях микроскопический механизм квантовой аномалии.

4.1. Термически активированная пластичность

Детальный термоактивационный анализ зависимостей $\tau_0(T)$ и $v(T)$, полученных при экспериментальном изучении чистых монокристаллов β-Sn в температурном интервале 100–1,5 K, выполнен в работе [22]. В этой работе показано, что ниже 100 K зависимости $\tau_0(T)$ и $v(T)$ согласуются с теорией пайерлсовского механизма скольжения, при этом в низкотемпературной части указанного интервала, примерно ниже 1,5 K, величина эффективного напряжения $\tau - \tau_i$ близка к напряжению Пайерлса τ_P и экспериментальные данные хорошо описываются активационными формулами (П.24б) и (П.25б) без учета квантовых поправок:

$$\tau_0(T) = \tau_i + \tau_P\left[1 - \left(\frac{2kAT}{H_c}\right)^{4/5}\right], \quad \text{(1а)}$$

$$v(T) = \frac{4\tau_P}{5}\left(\frac{2kAT}{H_c}\right)^{4/5}. \quad \text{(1б)}$$

Результаты измерений, полученные в данной работе, полностью подтверждают этот вывод. Пропорциональность $\tau_0(T)$ и $v(T)$ температурному множителю $T^{4/5}$ иллюстрируют графики на рис. 6. Отметим, что данные о скоростной чувствительности деформирующего напряжения v, полученные методом релаксации напряжений, лучше согласуются с теорией, чем данные, полученные методом скачка скорости деформирования: верхняя прямая на рис. 6,*б* проходит через точку $T = 0$, тогда как нижняя прямая не удовлетворяет этому критерию. Это означает, что второй метод измерения параметра v приводит к систематической ошибке, занижающей его значение.

Дифференцируя формулы (1) по переменной $T^{4/5}$ и взяв отношение производных, получаем левую часть соотношения (П.30), позволяющего получить эмпирическую оценку для параметра A на основе экспериментальных данных в активационной области:

$$A_c = -\frac{4}{5}\left[\frac{\partial\tau_0}{\partial(T^{4/5})}\right]\left[\frac{\partial v}{\partial(T^{4/5})}\right]^{-1}. \quad \text{(2)}$$

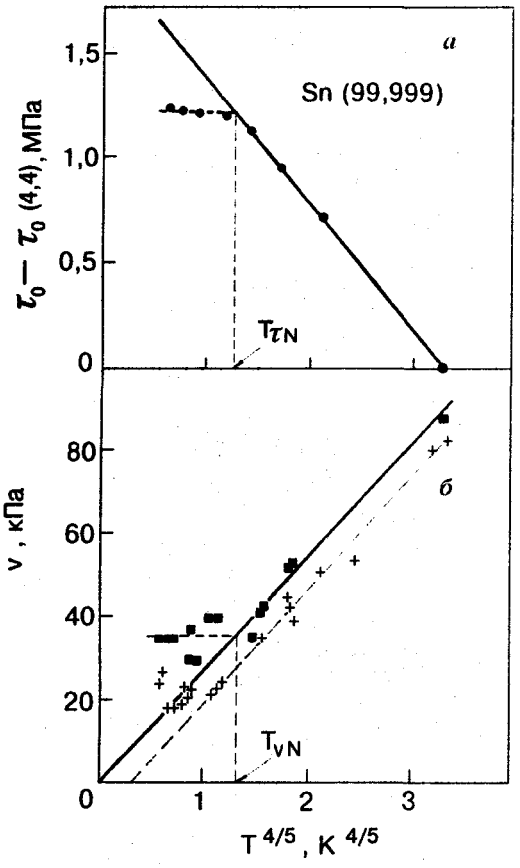

Рис. 6. **Зависимости КНС τ_0 (за начало отсчета принято значение КНС при температуре 4,4 К) (*а*) и скоростной чувствительности деформирующего напряжения v от величины $T^{4/5}$ для чистого олова (*б*) (все в *N*-состоянии). Сплошными линиями обозначены теоретические зависимости (1а) и (1б); + — значения скоростной чувствительности, измеренной при десятикратном увеличении скорости деформации; ■ — значения скоростной чувствительности, полученные из анализа релаксационных кривых; $T_{\tau N}$ и T_{vN} — температуры, при которых наблюдаются изломы на температурной зависимости КНС и скоростной чувствительности деформирующего напряжения соответственно.**

Подстановка значений тангенсов углов наклона прямых (рис. 6) в это соотношение дает значение параметра $A = A_c \simeq 18$. Для остальных параметров теории, входящих в формулы (1), в работе [22] получены следующие эмпирические значения: $H_c = 2H_0 \simeq 2 \cdot 10^{-20}$ Дж, $\tau_P \simeq 12$ МПа, $\tau_i \simeq 1$ МПа. Построив графики теоретических зависимостей (1) с этими значениями параметров (сплошные линии на рис. 2 и 3,*а*), получаем еще одну иллюстрацию количественного согласия теории с экспериментом в области активационной пластичности.

4.2. Квантовая пластичность

Сравнивая экспериментальные данные на рис. 2 и 3 с формулами (П.24), (П.25) легко видеть, что эти формулы дают качественное описание всех основных особенностей пластичности олова как при температурах порядка и ниже 1 К (атермическая пластичность), так и в переходной области, в том числе и описание влияния на пластичность сверхпроводящего перехода. Это позволяет утверждать, что наблюдаемая аномалия обусловлена переходом от активационного к туннельному движению дислокаций через барьеры Пайерлса.

Количественные оценки параметров Q_0, Θ_P и Θ_B, характеризующих интенсивность квантового движения дислокаций в рельефе Пайерлса, можно получить, измеряя значения характеристик пластичности τ_0 и v в области предельно низких температур $T < 1$ К в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также регистрируя значения граничных температур $\tilde{T}_\tau$ и $\tilde{T}_v$ и их изменения при сверхпроводящем переходе. Основная трудность, которая при этом возникает — большой статистический разброс экспериментальных данных в области температур порядка и ниже 1 К. При таких температурах отклонения величин τ_0 и v от классических экстраполяций сопоставимы со статистическим разбросом их значений, особенно большим в сверхпроводящем состоянии. Поэтому при получении численных оценок для параметров Q_0, Θ_P и Θ_B мы ограничимся точностью порядка 10%.

Анализ экспериментальных данных в области квантовой пластичности начнем с «квантовой» оценки параметра A и проверки критерия (П.30):

$$A_q = \frac{\delta\tau_{SN}(0)}{4v_N(0)} \left[\frac{2\tilde{T}_{\tau S} + 3\tilde{T}_{\tau N}}{\tilde{T}_{\tau S} - \tilde{T}_{\tau N}} \right] . \qquad (3)$$

Способ определения граничных температур $\tilde{T}_{\tau N}$ и $\tilde{T}_{\tau S}$ из экспериментальных графиков показан на рис. 2. Эти температуры являются координатами точек K_N и K_S на температурной оси и соответственно равны: $\tilde{T}_{\tau N} = 1{,}2$ К, $\tilde{T}_{\tau S} = 1{,}6$ К. Отметим, что между экспериментально найденными значениями хорошо выполняется соотношение $\tilde{T}_{\tau S} \simeq 1{,}3\tilde{T}_{\tau N}$, предсказываемое теорией (см. формулы (П.28)). Из графиков на рис. 2 находим также величину максимального скачка деформирующего напряжения $\delta\tau_{SN}(0) = 170$ кПа, а из графиков на рис. 3,*а* можно получить оценку предельного значения скоростной чувствительности в нормальном

состоянии $v_N(0) \simeq 36$ кПа. Подстановка этих величин в (3) дает значения $A = A_q = 20$.

Таким образом, относительная разность полученных двумя способами значений параметра A не выходит за рамки погрешностей экспериментальных измерений. Следовательно, критерий (П.30) хорошо выполняется и адекватность изложенной в Приложении теории экспериментальным данным для чистого β-Sn не вызывает сомнений. В качестве окончательной эмпирической оценки для параметра A естественно принять среднюю величину $A = 0{,}5(A_c + A_q) = 19$.

Связь параметра квазиклассичности Q_0 с величинами, регистрируемыми в экспериментах, вытекает из формул (П.25а) и (П.28а), записанных для нормального и сверхпроводящего состояний:

$$Q_0 = \frac{4s_0\tau_P}{5v_N(0)}\left(1 + \frac{3\widetilde{T}_{\tau N}}{2\widetilde{T}_{\tau S}}\right) . \qquad (4)$$

С помощью формулы (4) для параметра квазиклассичности получаем эмпирическую оценку $Q_0 \simeq 500$.

Величина еще одного квантового параметра Θ_N, согласно формуле (П.29) непосредственно связана с разностью граничных температур $\widetilde{T}_{\tau N}$ и $\widetilde{T}_{\tau S}$:

$$\Theta_N = \frac{4}{5s_0}\left(\widetilde{T}_{\tau S} - \widetilde{T}_{\tau N}\right) . \qquad (5)$$

Подстановка в это соотношение экспериментальных значений граничной температуры дает значение $\Theta_N \simeq 0{,}4$ К. Близкое к этому значение Θ_N можно получить также с помощью формулы (П.29б) и рис. 3. Однако погрешность такой операции значительно больше из-за большого разброса экспериментальных значений параметра v как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях.

Принимая во внимание уже полученные выше оценки, для определения величины третьего квантового параметра Θ_P можно использовать три соотношения, вытекающие из формул (П.11), (П.27а) и (П.28а):

$$\Theta_P = \frac{H_c}{kQ_0} = \frac{\Theta_N\tau_P}{\delta\tau_{SN}(0)}\left(\frac{2s_0A}{Q_0}\right)^{3/4} = \frac{\widetilde{T}_{\tau S}}{s_0}\left(\frac{Q_0}{2s_0A}\right)^{1/4} . \qquad (6)$$

Соответственно для параметра Θ_P получаем значения 2,9; 3,5 и 3,6 К, которые отличаются друг от друга на величину порядка 10%, что соответствует точности экспериментальных данных и всех предыдущих оценок. Окончательно в качестве эмпирической оценки для данного параметра естественно принять среднюю величину $\Theta_P = 3{,}3$ К.

Эмпирические значения $Q_0 = 500$, $\Theta_P = 3{,}3$ К и $\Theta_N = 0{,}4$ К существенно отличаются от оценок, полученных из стандартных соотношений континуальной теории дислокаций для изотропной среды (см. разд. 1 Приложения). Такое различие, по-видимому, обусловлено сильной анизотропией и сложной структурой элементарной ячейки кристаллической решетки β-Sn [21].

5. Обсуждение влияния примесей на квантовую пластичность β-Sn

Согласно описанным в разд. 3.3 результатам, при малой концентрации примесей качественно сохраняется характер низкотемпературной аномалии как на зависимости $\tau_0(T)$, так и на зависимости $v(T)$. Это дает основания предположить, что и в слабо легированных образцах β-Sn основным элементарным процессом, определяющим движение дислокаций, является образование на них парных перегибов. Однако количественные характеристики подвижности дислокаций и процесса пластического течения в целом могут при этом существенно измениться.

Во-первых, примесные атомы могут стать активными центрами зарождения парных перегибов на дислокациях и сильно изменить кинетику перемещения перегибов вдоль дислокаций. Данное обстоятельство приведет к существенному изменению аналитической структуры и величины предэкспоненциального фактора $\dot{\varepsilon}_0$ в кинетическом уравнении (П.21). В частности, должна появиться концентрационная зависимость этой величины, следовательно, можно ожидать существенного изменения параметра A. Во-вторых, энергетические и силовые параметры, определяющие активационное или туннельное зарождение парных перегибов на примесях, могут также испытывать перенормировку под действием внутренних напряжений, окружающих примесные атомы: дилатационная компонента этих напряжений может изменить локальное значение напряжения Пайерлса τ_P, а действие сдвиговых компонент будет эквивалентно изменению внутренних напряжений τ_i. Учет этих эффектов должен привести к появлению зависимости показателя экспоненты в уравнении (П.21) от энергетических и силовых параметров примесных атомов.

К сожалению, строгая теория, учитывающая все перечисленные выше факторы, в настоящее время отсутствует. В нашем распоряжении нет также до-

статочно большого количества экспериментальных данных, необходимого для проведения термоактивационного анализа кинетики пластического течения с той же полнотой и степенью детализации, как это было сделано в предыдущем разделе для случая чистого олова. Поэтому при обсуждении описанных в разд. 3.3 экспериментальных результатов мы ограничимся только несколькими простыми выводами.

Влияние дополнительных сдвиговых напряжений, действующих на дислокацию в окрестности примесного атома, на вероятность ее перехода через барьеры Пайерлса описано в теоретической работе [24], авторы которой пришли к выводу, что примеси увеличивают вероятность туннельного зарождения парных перегибов и тем самым увеличивают подвижность дислокаций при очень низких температурах, но при этом происходит уменьшение температурного интервала проявления квантовых эффектов. Этот результат противоречит нашим наблюдениям: сравнение рис. 4,*а* и 5,*а* с рис. 4,*б* и 5,*б* показывает, что слабое легирование олова примесями кадмия приводит к увеличению граничных температур $\widetilde{T}_{\tau N}$ и $\widetilde{T}_{vN}$ соответственно на величины $\Delta\widetilde{T}_{\tau N} \approx 0{,}2$ K и $\Delta\widetilde{T}_{vN} \approx 0{,}3$ K.

Анализ зависимостей $\tau_{0N}(T)$ (рис. 4,*б*) и $v_N(T)$ (рис. 5,*б*) в активационной области и использование формулы (2) позволяют оценить величину параметра A для легированных кристаллов: $A \approx 14$. Это означает, что примеси на несколько порядков понижают величину предэкспоненциального фактора в кинетическом уравнении (П.21). Такое влияние примесей естественно объяснить уменьшением числа позиций для зарождения парных перегибов: в чистом кристалле роль такой позиции играет каждая элементарная ячейка на линии дислокации, тогда как в примесном — только элементарная ячейка, занятая примесным атомом. Если считать, что примесные атомы являются активными центрами зарождения парных перегибов, то основной причиной расширения температурного интервала проявления квантовых эффектов должно быть повышение температуры Θ_p (энергии H_q): $\Delta T_{\tau N} \simeq 1{,}5\Delta\Theta_p$. Согласно формулам (П.3) и (П.8), приращение $\Delta\Theta_p = 0{,}4$ K, вероятнее всего, является следствием возрастания напряжения Пайерлса τ_p в окрестности примесного атома на относительную величину $\Delta\tau_p/\tau_p = 2\Delta\Theta_p/\Theta_p \simeq 0{,}25$. Как уже отмечалось выше, этот эффект естественно связать с действием дилатационной компоненты поля напряжений примесного атома.

Из рис. 4,*в* и 5,*в* видно, что сильное легирование олова кадмием приводит к полному исчезновению квантовой аномалии пластичности в области температур $T > 0{,}5$ K. Такой эффект можно объяснить радикальным изменением типа элементарного процесса, определяющего подвижность дислокаций. При достаточно больших концентрациях примесей вместо образования парных перегибов главную роль начинают играть процессы разрыва связей дислокация — примесный атом. В кристаллах с низкими барьерами Пайерлса эти процессы в области гелиевых температур также приобретают квантовый характер [4–6]. Сохранение определяющего влияния термической активации на пластичность β-Sn при температурах порядка 1 K, по-видимому, обусловлено спецификой движения дислокации через примесный барьер в присутствии достаточно большого рельефа Пайерлса.

Авторы понимают, что сформулированные в данном разделе предположения и основанное на них качественное объяснение примесных эффектов имеют чисто предварительный поисковый характер. Дальнейшее продвижение в понимании этой проблемы требует новых теоретических разработок и экспериментального изучения примесных эффектов в более широком температурном интервале, в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Приложение

Основные соотношения теории квантовой пластичности для пайерлсовского механизма скольжения (В. Д. Нацик)

В первом разделе Приложения изложены основные результаты квантового анализа движения дислокаций в рельефе Пайерлса [7,17,18] и предложены сравнительно простые интерполяционные формулы, описывающие подвижность дислокаций в широком интервале температур, охватывающем как область чисто квантового, так и область активационного движения. Во втором разделе с помощью этих формул получены теоретические выражения для характеристик пластичности, измеряемых в экспериментах. Квантовое описание движения дислокаций базируется на модели дислокационной струны, поэтому окончательные формулы теории содержат набор феноменологических параметров этой модели: линейные плотности эффективной массы и собственной энергии, коэффициент трения дислокации, а также напряжение Пайерлса. В последнем разделе Приложения обсуждается вопрос о возможности получения

эмпирических оценок для этих параметров путем сравнения результатов экспериментов и теории.

1. Частота зарождения парных перегибов

Будем рассматривать пластическую деформацию, осуществляемую движением системы однотипных в среднем прямолинейных и параллельных друг другу дислокаций, ориентированных вдоль направления плотной упаковки (ось x). В отсутствие примесей перемещению дислокаций (направление движения — ось y) препятствует периодический потенциальный рельеф Пайерлса $U_P(y) = U_P(y + a)$, где a — период решетки в направлении движения, а энергия U_P отнесена к единице длины прямолинейной дислокации. Если в плоскости скольжения на дислокацию действует однородное напряжение сдвига τ, то условие надбарьерного движения сводится к неравенству $b\tau > \max\left[\frac{d}{dy}U_P(y)\right]$. Пусть y_k — набор эквидистантных точек перегиба функции $U_P(y)$, в которых достигается максимум производной $U'_P = dU_P(y)/dy$, тогда критическое напряжение Пайерлса определяется равенством $b\tau = U'_P(y_k)$. При $\tau < \tau_P$ потенциальная энергия единицы длины прямолинейной дислокации $U_\tau(y) = U_P(y) - b\tau y$ имеет серию минимумов в точках $y_{\tau m}$, удовлетворяющих условиям $U'_P(y_{\tau m}) = b\tau$. Каждому минимуму соответствует метастабильное состояние прямолинейной дислокации и ее перемещение вдоль оси y на большие расстояния возможно только в результате термически активированного или квантового распада таких состояний. Распад происходит путем образования на дислокационной линии изогнутых критических конфигураций — парных перегибов, расширение которых переводит дислокацию из минимума $y_{\tau m}$ в соседний минимум $y_{\tau m} + a$.

Согласно результатам работы [15], вероятность распада метастабильного состояния в квазиклассическом приближении может быть выражена через параметры, определяющие классическое движение системы. В нашем случае при вычислении среднего времени зарождения критического парного перегиба используется струнная модель дислокации: классическое движение изогнутой дислокационной линии $y(x,t)$ в рельефе Пайерлса под действием напряжения τ описывается уравнением

$$M\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - C\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + F\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right) = -\frac{dU_\tau(y)}{dy}, \qquad (\text{П. 1})$$

$$U_\tau(y) = U_P(y) - b\tau y .$$

Здесь C и M — соответственно линейные плотности собственной энергии и массы дислокации; $F(\partial y/\partial t)$ — линейная плотность силы динамического трения, зависящая от скорости элементов дислокационной линии. Для получения явной зависимости времени зарождения критической конфигурации от напряжения τ и температуры кристалла T необходимо также задать явный вид потенциала Пайерлса $U_P(y)$ и силы трения $F(\partial y/\partial t)$.

В условиях интересующих нас достаточно низких температур при деформировании кристалла с постоянной скоростью $\dot{\varepsilon} > 10^{-5}\,\text{с}^{-1}$ величина действующего на дислокацию напряжения τ оказывается (см., например, [9,22]) близкой к напряжению Пайерлса: $\delta_\tau = 1 - \tau/\tau_P << 1$. При таких напряжениях максимумы и минимумы потенциала $U_\tau(y)$ расположены в окрестностях точек перегиба этой функции y_k и эволюция дислокационных конфигураций $y(x,t)$ в процессе зарождения критической конфигурации происходит в окрестности прямой $y = y_k$. Это позволяет заменить потенциал $U_\tau(y)$ кубической параболой, воспользовавшись разложением $U_P(y)$ в степенной ряд вблизи точки y_k, в которой $U'_P{}'(y_k) = 0$, $U'_P{}''(y_k) < 0$:

$$U_\tau(y) \simeq b\tau_P\,\delta_\tau(y - y_k) - \frac{1}{3}\beta(y - y_k)^3 + \text{const}, \qquad (\text{П.2})$$

$$b\tau_P = U'_P(y_k), \quad 2\beta = \left|U'_P{}''(y_k)\right|, \quad \delta_\tau = 1 - \frac{\tau}{\tau_P}.$$

В этом приближении рельеф Пайерлса характеризуется двумя параметрами: τ_P и β. Отметим также, что для конкретных видов рельефа между этими параметрами выполняются простые соотношения. Например, для синусоидального рельефа

$$U_P(y) = \frac{ab\tau_P}{\pi}\sin^2\frac{\pi y}{a}, \quad a^2\beta = 2\pi^2 b\tau_P . \qquad (\text{П.3})$$

В металлах при низких температурах $T < 10$ К основной причиной динамического трения дислокаций является их взаимодействие с электронами проводимости. Возникающая при этом сила трения для малых скоростей теплового движения дислокации линейно зависит от скорости [19]:

$$F\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right) = B\frac{\partial y}{\partial t} .$$

Коэффициент электронного трения в нормальном состоянии ($B = B_N$) не зависит от температуры, а в сверхпроводящем состоянии ($B = B_S$) резко убывает с понижением температуры:

$$B_S(T) = 2B_N \left[1 + \exp\frac{\Delta(T)}{kT}\right]^{-1}, \quad B_N \sim bP_F n_e . \tag{П.4}$$

Здесь P_F — импульс Ферми; n_e — плотность электронов проводимости; $\Delta(T)$ — энергетическая щель сверхпроводника.

Среднюю частоту (обратное время) w_L распада метастабильной конфигурации $y = y_{\tau m}$ в квазиклассическом приближении с экспоненциальной точностью можно представить в виде [18]

$$w_L = (L/b)\nu_0(\tau, B, T) \exp\left[-\Phi(\tau, B, T)\right] . \tag{П.5}$$

Здесь L — длина дислокационной линии; ν_0 и Φ — в общем случае некоторые сложные функции параметров τ, B и T. Пропорциональность частоты распада длине L появилась вследствие трансляционной симметрии вдоль дислокационной линии. При элементарной трактовке физического смысла формулы (П.5) множитель L/b дает оценку числа позиций на дислокационной линии, где может зародиться парный перегиб, множитель ν_0 имеет смысл характерной частоты «попыток» зарождения отдельного парного перегиба, а экспоненциальный множитель определяет вероятность его зарождения при единичной попытке.

В работах [7,17,18] получены строгие аналитические выражения для асимптотик функций $\nu_0(\tau, B, T)$ и $\Phi(\tau, B, T)$ в нескольких предельных случаях. Для того чтобы понять физический смысл этих асимптотик, необходимо ввести и сопоставить между собой несколько энергетических параметров, определяющих относительную роль квантовых и тепловых флуктуаций в процессе зарождения критического парного перегиба, а также влияние на этот процесс силы трения. Введем следующие параметры:

— энергия критического парного перегиба

$$E_c(\tau) = H_c\delta_\tau^{5/4}, \quad H_c = \frac{24}{5}\frac{(2C)^{1/2}(b\tau_p)^{5/4}}{\beta^{3/4}} ; \tag{П.6}$$

— среднее значение тепловой энергии перегиба

$$E_T = kT ; \tag{П.7}$$

— среднее значение квантовой флуктуации кинетической энергии перегиба, которая обеспечивает его туннельное зарождение,

$$E_q(\tau) = H_q\delta_\tau^{1/4}, \quad H_q = \frac{5^{1/2}}{2^{3/2}\pi}\frac{\hbar(\beta b\tau_p)^{1/4}}{M^{1/2}} ; \tag{П.8}$$

— работа силы трения при туннельном зарождении перегиба

$$E_B = \frac{\hbar B}{4\pi M} ; \tag{П.9}$$

— характеристическая энергия дислокационной струны в отсутствие рельефа Пайерлса

$$E_S = \frac{\hbar}{\pi a}\left(\frac{C}{M}\right)^{1/2} . \tag{П.10}$$

Энергия E_T характеризует интенсивность теплового движения дислокации, а пропорциональные постоянной Планка $\hbar$ параметры E_q, E_S и E_B — интенсивность квантового движения. В классическом пределе при $\hbar \to 0$ параметры E_q, E_S и E_B обращаются в нуль.

Параметр квазиклассичности $Q(\tau)$, большая величина которого обеспечивает справедливость формулы (П.5), является отношением классической энергии E_c к энергии квантовой флуктуации E_q:

$$Q(\tau) = \frac{E_c(\tau)}{E_q(\tau)} = Q_0\delta_\tau , \qquad Q_0 = \frac{H_c}{H_q} = \frac{96\pi}{5^{3/2}}\frac{b\tau_P(CM)^{1/2}}{\hbar\beta} . \tag{П.11}$$

Отметим, что при $\tau = \tau_P$ параметр $Q(\tau)$ обращается в нуль, поэтому формула (П.5) теряет корректность в узком интервале напряжений, в котором $\delta_\tau \le Q_0^{-1}$ и не допускает предельного перехода $\tau \to \tau_P$. Порядок величины параметра Q_0 можно получить, воспользовавшись стандартными соотношениями континуальной теории дислокаций для изотропной среды $C \simeq 1/2Gb^2$, $M \simeq 1/2\rho\, b^2$ (ρ — плотность кристалла), а также соотношением (П.3) и значением $\tau_P \simeq 10^{-3}G$. Для стандартного кристалла $G \simeq 5\cdot 10^{11}$ г/(см·с^2), $\rho \simeq 5$ г/см^3, $a \simeq b \simeq 3\cdot 10^{-8}$ см. Подстановка этих значений в (П.11) приводит к оценке $Q_0 \simeq 10^3$.

При использовании формулы (П.5) для описания кинетики пластического течения кристалла главную роль играет показатель экспоненты $\Phi(\tau, B, T)$. Конкретный вид и величина этой функции зависят от соотношений между перечисленными выше энергетическими параметрами. На основании проведенного в работах [17,18] анализа

можно заключить, что реализация классического активационного или квантового туннельного зарождения парного перегиба на дислокационной струне определяется соотношением между тепловой энергии E_T и эффективной квантовой энергией

$$E_q^*(\tau, B) = \left[E_q^2(\tau) + E_B^2\right]^{1/2} - E_B \,, \qquad (\text{П. } 12)$$

учитывающей уменьшение интенсивности квантовых флуктуаций при наличии трения. В предельном случае высоких температур ($E_T >> E_q^*(\tau, B)$) основную роль играет термическая активация и выражение (П.5) асимптотически переходит в классическую формулу Аррениуса, в которой показатель экспоненты не зависит от коэффициента трения:

$$\Phi = \frac{E_c(\tau)}{E_T} = \frac{H_c \delta_\tau^{5/4}}{kT} \,. \qquad (\text{П.13})$$

В противоположном предельном случае ($T \to 0$) главную роль играет туннельный эффект и показатель экспоненты в (П.5) с точностью до численного множителя определяется отношением E_c / E_q^*. В промежуточной области температур процесс зарождения парного перегиба стимулируется совместным действием тепловой активации и туннелирования. Строгий анализ такого процесса приводит к весьма сложным формулам для функции $\Phi(\tau, B, T)$. Однако, используя полученные в работах [17,18] асимптотики этой функции в нескольких предельных случаях, для нее удается предложить сравнительно простые интерполяционные формулы.

Согласно [17], плоскость (τ, T) разделена на две области линией $E_q^*(\tau, B) = E_T$: со стороны низких температур расположена область преимущественного влияния квантовых эффектов, а со стороны высоких температур — область преимущественного влияния термической активации. Ширина переходного интервала между этими областями по температуре имеет величину $\Delta T \sim H_q / (kQ(\tau))$, т. е. составляет малую часть интервала сильного проявления квантовых эффектов, масштаб которого задается температурой $k^{-1}H_q$. Вместе с тем в квантовой области $E_T < E_q^*(\tau, B)$ сохраняется слабое влияние термических флуктуаций, а в классической области $E_T > E_q^*(\tau, B)$ — слабое влияние квантовых эффектов. Эти особенности можно учесть, сохранив для функции $\Phi(\tau, B, T)$ классическую форму (П.13), но заменив в ней T на эффективную температуру $T^*(\tau, B, T)$:

$$\Phi(\tau, B, T) = \frac{H_c \delta_\tau^{5/4}}{kT^*(\tau, B, T)} \,. \qquad (\text{П.14})$$

Совпадение ассимптотик выражения (П.14) со строгими асимптотиками функции $\Phi(\tau, B, T)$ [17,18] обеспечивается следующим выражением для эффективной температуры:

$$kT^*(\tau, B, T) = \begin{cases} \dfrac{s_0 \left[E_q^*(\tau, B, T)\right]^3}{\left[E_q^*(\tau, B, T)\right]^2 - (1 - s_0)E_T^2} \,, & E_T < E_q^* \,, \qquad (\text{П.15а}) \\ kT\left[1 + \dfrac{s_1}{Q(\tau)} \ln \dfrac{E_S}{E_T + E_B}\right] \,, & E_T > E_q^* \,. \qquad (\text{П.15б}) \end{cases}$$

Здесь s_0 и s_1 — численные коэффициенты: $s_0 \simeq 0{,}9$; $s_1 \simeq 5{,}4$. В квантовой области T^* в основном определяется квантовой энергией E_q^*, а тепловая активация дает небольшую поправку порядка $(1 - s_0)E_T^2$, тогда как в классической области T^* асимптотически переходит в T (различие между ними мало в меру малости обратного параметра квазиклассичности $Q^{-1}(\tau)$).

Используя (П.14) и (П.15), можно получить строгие значения функции $\Phi(\tau, B, T)$ в предельных случаях: $T = 0$ и $B = 0$, $T = 0$ и $E_B >> E_S$, $B = 0$ и $E_T >> E_S$; на линии $E_q^*(\tau, B) = E_T$. Это дает основание считать, что выражениями (П.14), (П.15) можно пользоваться как интерполяционными формулами при произвольных значениях B и T.

Таблица

Эмпирические значения параметров теории квантового движения дислокаций в рельефе Пайерлса для системы скольжения (100)⟨010⟩ в чистых монокристаллах β-Sn

Параметр	Численное значение
a	$3{,}2\cdot10^{-10}$ м
b	$5{,}8\cdot10^{-10}$ м
τ_i	1 МПа
τ_P	12 МПа
H_c	$2\cdot10^{-20}$ Дж
Θ_P	3,3 K
Θ_N	0,4 K
Θ_S	100 K
Q_0	500
A	19
C	$6\cdot10^{-9}$ Н
M	$3\cdot10^{-17}$ кг/м
B_N	$2\cdot10^{-5}$ Па·с
ε_0	$1\cdot10^{4}$ с$^{-1}$

В дальнейшем вместо энергетических параметров H_q, E_B и E_S будет удобно пользоваться эквивалентными характеристическими температурами $k\Theta_P = H_q$, $k\Theta_B = E_B$, $k\Theta_S = E_S$. Оценим величину этих температур, принимая характерные для стандартного металла значения коэффициента электронного трения $B \le 10^{-4}$ г/(см·с) [19] и воспользовавшись приведенными выше оценками для других параметров стандартного кристалла. В результате получаем $\Theta_B \le 5\cdot10^{-2}$ K, $\Theta_P \sim 1$ K, $\Theta_S \sim 10$ K (эмпирические оценки величин этих параметров для β-Sn приведены в таблице).

В работах [17,18] основное внимание уделено обсуждению влияния эффектов вязкости на квантовое движение дислокаций при больших значениях B, для которых $\Theta_B >> \Theta_P$. Однако приведенные выше оценки показывают, что для стандартного металла это неравенство не выполняется, в реальных ситуациях с большим запасом должны выполняться неравенства $\Theta_B << \Theta_P << \Theta_S$. Кроме того, одним из условий применимости формулы (П.5) является неравенство $10^{-2} < \delta_\tau << 1$. При соблюдении указанных выше неравенств граничная температура, разделяющая квантовую и активационную области на плоскости (τ,T), будет иметь величину порядка $\Theta_P\delta_\tau^{1/4} \sim 0{,}5\Theta_P$, а выражение для эффективной температуры (П.15) можно значительно упростить:

$$T^*(\tau, B, T) = \begin{cases} s_0\Theta_P\left[\delta_\tau^{1/4} + (1-s_0)\delta_\tau^{-1/4}\left(\dfrac{T}{\Theta_P}\right)^2 - \dfrac{\Theta_B}{\Theta_P}\right], & T << \Theta_P \quad \text{(П.16а)} \\ T\left[1 + s_1 Q^{-1}(\tau)\left(\ln\dfrac{\Theta_S}{T} - \dfrac{\Theta_B}{T}\right)\right], & T \ge \Theta_P\,. \quad \text{(П.16б)} \end{cases}$$

При переходе от (П.15) к (П.16) мы сохранили первые неисчезающие члены по малым параметрам T/Θ_P и Θ_B/Θ_P (в квантовой области) и Θ_B/T (в классической области). Верхняя строчка в (П.16) описывает в явном виде малую температурную поправку к квантовому пределу, а нижняя — квантовую поправку к классическому пределу. Отметим, что зависимость показателя экспоненты в (П.5) от коэффициента трения B появилась только в результате учета квантовых эффектов, в классическом пределе ($\Theta_P \to 0$ или $Q_0 \to \infty$) эта зависимость исчезает.

В предельном случае $T = 0$ и $B = 0$ величина показателя экспоненты в формуле (П.5) определяется чисто туннельным эффектом:

$$\Phi(\tau, 0, 0) = s_0^{-1}Q_0\delta_\tau\,. \quad \text{(П.17)}$$

Если ориентироваться на полученную выше оценку для стандартного кристалла $Q_0 \sim 10^3$, то заметное влияние туннельного эффекта на подвижность дислокаций может проявиться только в очень узком интервале значений напряжения τ вблизи τ_P. Наблюдение квантовой пластичности кристаллов с пайерлсовским механизмом скольжения (Sn, LiF и др.) при $T > 1$ K и напряжениях, для которых $\delta_\tau \sim 10^{-1}$, по-видимому, свидетельствует о том, что для этих кристаллов величины дислокационных параметров, определяющих Q_0 (см. (П. 11)), значительно отклоняются от стандартных значений.

Перейдем теперь к обсуждению предэкспоненциального множителя $\nu_0(\tau, B, T)$ в формуле (П.5). Для него, как и для показателя экспоненты, строгие выражения удается получить только в несколь-

ких предельных случаях [7,18]. В отличие от показателя экспоненты частота «попыток» определяется в основном классической динамикой дислокаций: по порядку величины она совпадает с характерной частотой длинноволновых колебаний дислокационной струны ν_τ в потенциальном рельефе. В отсутствие трения $\nu_0 \sim \nu_\tau$, где

$$\nu_\tau = \nu_P \delta_\tau^{1/4} , \quad \nu_P = \frac{1}{2\pi}\left|\frac{U_P'(0)}{M}\right|^{1/2} \approx \frac{k\Theta_P}{\hbar} . \tag{П.18}$$

При наличии трения роль эффективной частоты «попыток» играет величина $\nu_0 \sim \nu_\tau^* = (2\pi\hbar)^{-1} E_q^*(\tau, B)$ [18]. Однако в практически важном случае слабого трения различие между ν_τ и ν_τ^* мало в меру малости отношения Θ_B / Θ_P. Изложенные выше соображения позволяют представить частоту ν_0 в виде

$$\nu_0(\tau, B, T) = \nu_P \alpha(\tau, B, T) , \tag{П.19}$$

где $\alpha(\tau, B, T)$ — некоторая сложная безразмерная функция, принимающая значения $\alpha \sim 1$ с возможными отклонениями в пределах одного порядка.

Отметим, что зависимость предэкспоненциального фактора в (П.5) от коэффициента трения имеет чисто классическое происхождение, такая зависимость обусловлена перенормировкой под действием трения частот малых колебаний дислокационной струны в потенциальном рельефе.

2. Теоретические выражения для измеряемых параметров пластичности

Зародившийся на дислокации критический парный перегиб расширяется вдоль линии дислокации и перемещает ее в соседнюю долину рельефа на расстояние a. Расширение перегиба заканчивается его выходом на границы кристалла или слиянием (аннигиляцией) с другими перегибами, возникшими на соседних участках дислокационной линии. Средняя скорость перемещения дислокации на макроскопические расстояния в результате действия данного механизма определяется соотношением $V_d = a w_l$, где l — средняя длина пробега перегиба, а w_l — среднее время его зарождения на этой длине. Для кристалла достаточно малых размеров L длина пробега $l = L$ и скорость движения дислокации $V_d = a w_L$. Однако для кристаллов макроскопических размеров, по-видимому, реализуется другой предельный случай, когда свободный пробег перегибов ограничен их взаимной аннигиляцией. В этом случае l является решением уравнения $l w_l = v_k$, где v_k — скорость расширения перегиба, а для средней скорости дислокации справедливо выражение

$$V_d = a\left(\frac{\nu_0 v_k}{b}\right)^{1/2} \exp(-\Phi/2) . \tag{П.20}$$

При заданной плотности подвижных дислокаций ρ_d для скорости пластической деформации кристалла $\dot\varepsilon_P = b\rho_d V_d$ с помощью формулы (П.20) получаем выражение

$$\dot\varepsilon_P = \dot\varepsilon_0\left(\tau - \tau_i, B, T\right) \exp\left[-\frac{1}{2}\Phi\left(\tau - \tau_i, B, T\right)\right] , \tag{П.21}$$

$$\dot\varepsilon_0 = a\rho_d (b\nu_0 v_k)^{1/2} .$$

При записи (П.21) мы учли, что в реальном кристалле действующее на отдельную дислокацию напряжение представляет собой разность приложенного к кристаллу деформирующего напряжения τ и характерного значения τ_i внутренних напряжений, препятствующих скольжению. Отмеченная в (П.21) зависимость предэкспоненциального множителя $\dot\varepsilon_0$ от параметров τ, B и T связана не только со сложным видом частотного фактора $\nu_0(\tau, B, T)$ в формуле (П.5). Строго говоря, от этих параметров должны зависеть также плотность дислокаций ρ_d и скорость расширения парного перегиба v_k. Если функции $\dot\varepsilon_0(\tau, B, T)$ и $\Phi(\tau, B, T)$ заданы в явном виде, то уравнение (П.21) позволяет получить исчерпывающее описание процесса деформирования кристалла в условиях того или другого эксперимента, в том числе установить связь измеримых параметров пластичности с температурой T и коэффициентом трения B.

При деформировании пластичного кристалла с заданной постоянной скоростью $\dot\varepsilon_P \simeq \dot\varepsilon = \text{const}$ установившееся значение деформирующего напряжения (предел текучести) равно $\tau_0 = \tau_i + \tau(B, T)$, где $\tau(B,T)$ является решением уравнения

$$\Phi(\tau, B, T) = 2 \ln\left[\frac{\dot\varepsilon_0(\tau, B, T)}{\dot\varepsilon}\right] . \tag{П.22}$$

К сожалению, в настоящее время строгая теория пластического течения, учитывающая эволюцию в процессе деформации плотности дислокаций ρ_d, внутренних напряжений τ_i, частотного фактора ν_0, а также их явную зависимость от параметров

τ, B и T, отсутствует. В связи с этим установить явный вид функции $\dot{\varepsilon}_0(\tau, B, T)$ и получить строгое решение уравнения (П.22) не представляется возможным. Эту трудность можно преодолеть следующим образом. Оценки показывают, что в условиях реального эксперимента $\dot{\varepsilon}_0 / \dot{\varepsilon} \gg 1$, а возможные изменения этого отношения при изменении параметров τ, B, и T сосредоточены в пределах одного порядка. Это означает, что неопределенность правой части уравнения (П.22) значительно меньше ее характерных значений. Данное обстоятельство позволяет при решении уравнения (П.22) в первом приближении полагать $A = \ln(\dot{\varepsilon}_0 / \dot{\varepsilon}) = \text{const}$ и считать этот параметр, вместе с параметром τ_i, феноменологическими константами теории.

Использование этого приближения и выражений (П.14), (П.15) сводит вычисление предела текучести $\tau_0 = \tau_i + \tau(B, T)$ к решению следующих уравнений:

в квантовой области

$$H_c \delta_\tau^{5/4} = 2 s_0 k A \Theta_P \left[\delta_\tau^{1/4} + \frac{1 - s_0}{\delta_\tau^{1/4}} \left(\frac{T}{\Theta} \right)^2 - \frac{\Theta_B}{\Theta_P} \right], \quad T \ll \Theta_P ; \qquad \text{(П.23а)}$$

в активационной области

$$H_c \delta_\tau^{5/4} = 2 k A T \left[1 + \frac{s_1}{Q_0 \delta_\tau} \left(\ln \frac{\Theta_s}{T} - \frac{\Theta_B}{T} \right) \right], \quad T \geq \Theta_P ; \qquad \text{(П.23б)}$$

Искомая величина τ входит в эти уравнения в виде величины $\delta_\tau = 1 - \tau / \tau_P$, поэтому деформирующее напряжение можно представить как $\tau_0 = \tau_i + \tau_P [1 - \delta(B, T)]$, где $\delta(B, T)$ — решения уравнений (П.23) относительно переменной δ_τ. Такие решения можно найти, воспользовавшись методом теории возмущений: в квантовой области по параметрам $T/\Theta_P \ll 1$ и $\Theta_B / \Theta_P \ll 1$, в активационной области по параметру $Q_0^{-1} \ll 1$. Ограничиваясь первым неисчезающим приближением по этим параметрам, получаем

$$\tau_0 = \tau_i + \tau_P \begin{cases} 1 - \dfrac{2 s_0 A}{Q_0} - (1 - s_0) \left(\dfrac{2 s_0 A}{Q_0} \right)^{1/2} \left(\dfrac{T}{\Theta_P} \right)^2 + \left(\dfrac{2 s_0 A}{Q_0} \right)^{3/4} \dfrac{\Theta_B}{\Theta_P}, & T \ll \Theta_P ; \quad \text{(П. 24а)} \\ 1 - \left(\dfrac{2 k A T}{H_c} \right)^{4/5} - \dfrac{4 s_1}{5 Q_0} \left(\ln \dfrac{\Theta_S}{T} - \dfrac{\Theta_B}{T} \right), & T \geq \Theta_P . \quad \text{(П. 24б)} \end{cases}$$

С помощью формул (П.24) легко вычислить и второй из параметров пластичности, измеряемый в экспериментах, — скоростную чувствительность деформирующего напряжения $v = \dfrac{\partial \tau_0}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} = -\dfrac{\partial \tau_0}{\partial A}$:

$$v = \begin{cases} \dfrac{2 s_0 \tau_P}{Q_0} \left[1 + \dfrac{1 - s_0}{2} \left(\dfrac{Q_0}{2 s_0 A} \right)^{1/2} \left(\dfrac{T}{\Theta_P} \right)^2 - \dfrac{3}{4} \left(\dfrac{Q_0}{2 s_0 A} \right)^{1/4} \dfrac{\Theta_B}{\Theta_P} \right], & T \ll \Theta_P ; \quad \text{(П. 25а)} \\ \dfrac{4 \tau_P}{5 A} \left(\dfrac{2 k A T}{H_c} \right)^{4/5}, & T \geq \Theta_P . \quad \text{(П. 25б)} \end{cases}$$

Формулы (П. 24), (П. 25) дают исчерпывающее описание низкотемпературной пластичности металла с пайерлсовским механизмом скольжения в условиях деформирования с постоянной скоростью. Они позволяют проследить переход от термически активированной пластичности при достаточно высоких температурах $T \gg \Theta_P$ к чисто квантовой пластичности при $T \to 0$, а также вычислить изменение параметров пластичности при сверхпроводящем переходе.

Влияние электронной вязкости на пластичность описывается последними слагаемыми в формулах (П.24), (П.25), пропорциональными Θ_B. При переводе металла из сверхпроводящего состояния в нормальное при постоянной температуре (включением магнитного поля) деформирующее напряжение возрастает, а скоростная чувствительность уменьшается пропорционально скачку параметра Θ_B. Используя формулы (П.4) и (П.9), получаем

$$\delta\Theta_{SN} = \Theta_N - \Theta_S = \frac{\hbar(B_N - B_S)}{4\pi kM} = \Theta_N \operatorname{th}\frac{\Delta(T)}{2kT}\,, \tag{П.26а}$$

$$\Theta_N = \frac{\hbar B_N}{4\pi kM}\,. \tag{П.26б}$$

Максимальной величины эти эффекты достигают при $T = 0$:

$$\delta\tau_{SN}(0) = \tau_P\left(\frac{2s_0A}{Q_0}\right)^{3/4}\frac{\Theta_N}{\Theta_P}\,, \tag{П.27а}$$

$$\delta v_{SN}(0) = -\frac{3\tau_P}{4A}\left(\frac{2s_0A}{Q_0}\right)^{3/4}\frac{\Theta_N}{\Theta_0}\,. \tag{П.27б}$$

Отметим, что в реальных ситуациях параметр $A >> 1$, поэтому влияние сверхпроводящего перехода на v значительно слабее, чем на τ_0: $|\delta v_{SN}| << \delta\tau_{SN}$. В рассматриваемом приближении эффект пластификации металла при сверхпроводящем переходе имеет чисто квантовую природу: он исчезает в классическом пределе $Q_0 \to \infty$ или $T \to \infty$. Конечная величина эффекта в активационной области сохраняется только при учете зависимости параметра $\dot{\varepsilon}_0$ в формулах (П.21) и (П.22) от коэффициента трения B.

Обсудим теперь более детально характер аномалий на температурных зависимостях $\tau_0(T)$ и $v(T)$ в области перехода от термически активированного к квантовому движению дислокаций. При качественном описании характерной температурой такого перехода можно считать Θ_P: ниже Θ_P пластичность в первом приближении является атермической (основную роль в формулах (П.24а) и (П.25а) играют атермические слагаемые), а выше Θ_P параметры пластичности приобретают классический термоактивационный характер (основную роль в формулах (П.24б) и (П.25б) играют слагаемые пропорциональные $T^{4/5}$). При более строгом описании следует учитывать наличие в окрестности Θ_P переходного интервала со сложной температурной зависимостью величин $\tau_0(T)$ и $v(T)$, которая в случае сверхпроводников дополнительно усложняется температурной зависимостью параметра Θ_B. Поскольку все же при больших значениях параметра квазиклассичности $Q_0 >> 1$ изломы на зависимостях $\tau_0(T)$ и $v(T)$ являются довольно резкими, их расположение на оси температур можно характеризовать точками $\tilde{T}_\tau$ и $\tilde{T}_v$ пересечения низкотемпературных и высокотемпературных асимптотик формул (П.25) и (П.26). Определенные таким образом граничные температуры являются решениями уравнений

$$\frac{2s_0A}{Q_0} - \left(\frac{2s_0A}{Q_0}\right)^{3/4}\frac{\Theta_B(0)}{\Theta_P} = \left(\frac{2kA\tilde{T}_\tau}{H_c}\right)^{4/5}\,,$$

$$\frac{2s_0}{Q}\left[1 - \frac{3}{4}\left(\frac{Q_0}{2s_0A}\right)^{1/4}\frac{\Theta_B(0)}{\Theta_P}\right] = \frac{4}{5A}\left(\frac{2kA\tilde{T}_v}{H_c}\right)^{4/5}\,.$$

Воспользовавшись теорией возмущений и сохраняя только линейные члены по малому параметру $\Theta_B/\Theta_P << 1$, получаем

$$\tilde{T}_\tau = s_0\left[\left(\frac{2s_0A}{Q_0}\right)^{1/4}\Theta_P - \frac{5}{4}\Theta_B(0)\right]\,, \tag{П.28а}$$

$$\tilde{T}_v = s_0\left(\frac{5}{4}\right)^{5/4}\left[\left(\frac{2s_0A}{Q_0}\right)^{1/4}\Theta_P - \frac{15}{16}\Theta_B(0)\right]\,. \tag{П.28б}$$

Отметим, что температуры $\tilde{T}_\tau$ и $\tilde{T}_v$, хотя и должны коррелировать с температурами точек излома на экспериментальных кривых T_τ и T_v, но, вообще говоря, могут с ними не совпадать (см. рис. 2). Из формул (П.28) видно, что интервал проявления квантовых эффектов на зависимости $v(T)$ заметно шире, чем на зависимости $\tau_0(T)$: $\tilde{T}_v \simeq 1{,}3\tilde{T}_\tau$. Кроме того, если температурные зависимости $\tau_0(T)$ и $v(T)$ регистрировать отдельно в нормальном и сверхпроводящем состоянии, то должен наблюдаться сдвиг граничных температур $\tilde{T}_\tau$ и $\tilde{T}_v$. Из формул (П.28) следует

$$\tilde{T}_{\tau S} - \tilde{T}_{\tau N} = \frac{5s_0}{4}\Theta_N\,, \tag{П.29а}$$

$$\tilde{T}_{vS} - \tilde{T}_{vN} = \frac{15s_0}{16}\left(\frac{5}{4}\right)^{5/4}\Theta_N\,. \tag{П.29б}$$

Видно, что сверхпроводящий переход расширяет температурный интервал проявления квантовых эффектов на величину порядка Θ_N.

Таким образом, мы получили теоретические выражения для всех характеристик пластичности металла с пайерлсовским механизмом скольжения, которые доступны регистрации в условиях активной деформации с заданной скоростью. Для экспериментальной проверки выводов теории необходимо, в первую очередь, сопоставить теоретические и экспериментальные температурные зависимости величин τ_0 и v в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Точные значения этих величин и их скачков при сверхпроводящем переходе можно вычислить только при наличии независимых данных о численных значениях параметров теории: C, M, τ_P, β, B_N, τ_i, A. Вместе с тем если теория удовлетворительно описывает зарегистрированные в эксперименте температурные зависимости $\tau_{0N}(T)$, $\tau_{0S}(T)$, $v_N(T)$, $v_S(T)$, то можно ставить вопрос о решении обратной задачи — использовании экспериментальных данных для оценки численных значений указанных параметров. Этот вопрос мы обсудим в следующем разделе.

В заключение данного раздела сформулируем еще один критерий адекватности теории и эксперимента. Анализируя полученные формулы, можно показать, что существует возможность выразить параметр теории A как через измеримые характеристики пластичности в активационной области (без квантовых поправок), так и через измеримые параметры квантовой аномалии:

$$A = -\frac{4}{5}\left[\frac{\partial\tau_0}{\partial(T^{4/5})}\right]\left[\frac{\partial v}{\partial(T^{4/5})}\right]^{-1} = \left[\frac{\delta\tau_{SN}(0)}{4v_N(0)}\right]\left[\frac{2\tilde{T}_{\tau S} + 3\tilde{T}_{\tau N}}{\tilde{T}_{\tau S} - \tilde{T}_{\tau N}}\right]. \qquad (\text{П.30})$$

Таким образом, теория предсказывает существование нетривиального соотношения между экспериментально измеримыми величинами, которое не содержит подгоночных параметров. Выполнение этого соотношения практически не должно оставлять сомнений в применимости теории, так как случайное совпадение значений двух сложных комбинаций экспериментальных данных представляется невероятным.

3. Определение эмпирических значений параметров струнной модели дислокации

Полученные в предыдущем разделе теоретические выражения для экспериментально измеримых характеристик пластичности кристалла с пайерлсовским механизмом скольжения связывают эти характеристики с напряжением Пайерлса τ_P и совокупностью параметров A, H_c, Q_0, Θ_P, Θ_N. В свою очередь, параметры H_c, Q_0, Θ_P, Θ_N явным образом связаны с параметрами струнной модели дислокации C, M и B_N, с характеристикой формы барьера Пайерлса $\beta/b\tau_P$ и геометрическими характеристиками системы скольжения a и b, а параметр A связан с феноменологическим параметром $\dot{\varepsilon}_0$ в уравнении деформирования (П.21). Таким образом, появляется возможность решения принципиально важной для физики дислокаций задачи: использование экспериментальных измерений параметров низкотемпературной пластичности для определения численных значений фундаментальных параметров теории дислокаций C, M, B_N и $\dot{\varepsilon}_0$ для конкретного кристалла.

Из формул (П.2), (П.3), (П.6), (П.8) и (П.9) легко получить соотношения

$$C = \left(\frac{\pi}{a}\right)^3\left(\frac{5H_c}{24}\right)^2\frac{2^{1/2}\gamma^{3/2}}{b\tau_P},$$

$$M = \frac{5b\tau_P\gamma^{1/2}}{2^{5/2}\pi a}\left(\frac{\hbar}{k\Theta_P}\right)^2, \qquad (\text{П.31})$$

$$B_N = \frac{5\hbar b\tau_P\gamma^{1/2}\Theta_N}{2^{1/2}ka\Theta_P^2}, \quad \dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon}\exp A.$$

Здесь γ — безразмерный параметр, характеризующий форму барьеров Пайерлса:

$$\gamma = \frac{a^2\beta}{2\pi^2 b\tau_P} = \left(\frac{a}{2\pi}\right)^2\left|\frac{U_P''(y_k)}{U_P'(y_k)}\right|. \qquad (\text{П.32})$$

Процедура получения эмпирических оценок для параметров τ_P, H_c, Θ_P, Θ_N и A описана в разд. 4. Величины параметров a и b можно найти, изучая следы скольжения методами кристаллографии. Остается единственный феноменологический параметр γ, для определения которого изложенная выше теория не дает рецептов. Однако величина этого параметра не слишком чувствительна к варьированию формы барьеров Пайерлса: для синусоидального рельефа (П.3) $\gamma = 1$; анализируя другие типы рельефов, рассмотренных в работе

[29], можно показать, что возможные значения этого параметра заключены в пределах $1 \le \gamma \le 2$. Учитывая данную неопределенность и неопределенность эмпирических оценок параметров τ_p, H_c, Θ_p, Θ_N и Λ, охарактеризованную в разд. 4, можно принять среднее значение $\gamma = 1{,}5$ и пользоваться формулами (П.31) для получения полуколичественных оценок для величин C, M, B_N и ε_0. Реализация описанной процедуры для системы скольжения (100)⟨010⟩ в чистом β-Sn дает значения этих параметров, приведенные в таблице.

Данное исследование выполнено при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (проект «Бион») и Международного научного фонда Дж. Сороса (гранты U2P000, U2P200).

1. V. D. Natsik and H.-J. Kaufmann, *Phys. Status Solidi* **A65**, 571 (1981).
2. В. В. Пустовалов, *ФНТ* **15**, 901 (1989).
3. В. Д. Нацик, *ФНТ* **5**, 400 (1979).
4. Л. Н. Загоруйко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФНТ* **12**, 1073, (1986).
5. И. А. Шепель, Л. Н. Загоруйко, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, *ФНТ* **17**, 390 (1991).
6. Н. В. Исаев, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, И. А. Шепель, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992).
7. Б. В. Петухов, В. Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
8. T. Kataoka and T. Jamada, *Proc. Yamada Conf. IX.*, **665**, Univ. Tokyo press., Tokyo, (1984).
9. Х.-Й. Кауфманн, С. В. Лубенец, В. Д. Нацик, *ФНТ* **14**, 625 (1988).
10. Г. И. Кириченко, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **11**, 1206 (1985).
11. И. М. Лифшиц, Ю. И. Каган, *ЖЭТФ* **62**, 385 (1972).
12. С. В. Иорданский, А. М. Финкельштейн, *ЖЭТФ* **62**, 403 (1972).
13. К. К. Лихарев, *УФН* 139, 169 (1983).
14. A. D. Caldeira and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 211 (1981).
15. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 322 (1983); ЖЭТФ 86, 719 (1984).
16. В. Д. Нацик, А. М. Рощупкин, *ФНТ* **6**, 101 (1980).
17. Б. В. Петухов, *ФНТ* **11**, 1090 (1985).
18. Б. В. Петухов, *ФНТ* **12**, 749 (1986).
19. М. И. Каганов, В. Я. Кравченко, В. Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
20. И. А. Гиндин, Б. Г. Лазарев, Я. Д. Стародубов, В. П. Лебедев, *ДАН СССР* **188**, 803 (1969).
21. Г. И. Кириченко, *ФММ* **63**, 157 (1987).
22. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФММ* **63**, 387 (1987).
23. Г. И. Кириченко, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **12**, 93 (1986).
24. Б. В. Петухов, В. Я. Сухарев, *ФНТ* **9**, 520 (1983).
25. Ю. Г. Казаров, в сб.: *Физика конденсированного состояния*, изд.-во ФТИНТ АН УССР, Харьков (1973).
26. А. Е. Вол, И. К. Каган, *Строение и свойства двойных металлических систем*, Наука, Москва (1979).
27. И. Н. Кузьменко, Т. И. Пархоменко, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **4**, 1340 (1978).
28. F. Gniv and P. L. Pratt, *Phys. Status Solidi* **A6**, 111 (1964).
29. P. Guyot and J. E. Dorn, *Canad. J. Phys.* **45**, 983 (1967).

Influence of electronic viscosity and impurities on quantum motion of dislocations over the Peierls barriers

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

The temperature dependences of yield stress and strain rate sensitivity of deformation stress have been experimentally studied for a slip system (100)⟨010⟩ in pure single crystals β-Sn over a temperature range 0.5–4.4 K. The results obtained have supported the existence of the low temperature anomaly. This anomaly exhibits all the evidences of the quantum process, i.e. the thermoactivated - to - athermal plastic flow transition at the temperature near and below 1 K. It is shown that the transition of the samples from the normal into the superconducting state permits observation of the anomaly in a more wide temperature range. An effect of alloying of Sn with Cd on the anomaly has been also investigated. It was found that a low-concentration impurity increased the threshold anomaly temperature whereas a high-concentration impurity caused the athermal plastic flow to disappear. Leaning upon the fact that the Peierls barriers are the governing factors in a mobility of dislocations in the given slip system and upon the theoretical data on the quantum motion of dislocations in the Peierls relief [7,17,18], a comprehensive theoretical analysis of the experimental findings has been made. Simple analytical expressions were obtained for the temperature dependences of plasticity properties in the quantum anomaly region. A quantitative comparison between theoretical and experimental data has been made. The technique of calculating the empirical values of the main parameters of dislocation theory (Peierls stress, effective mass, linear tension and electron friction coefficient of dislocation string) has been developed and applied to a slip system (100)⟨010⟩ in β-Sn.