

Дислокационный механизм низкотемпературной акустической релаксации в ниобии

П. П. Паль-Валь, В. Д. Нацик, Л. Н. Паль-Валь

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

Статья поступила в редакцию 15 декабря 1994г.

Изучено влияние концентрации примесей, ориентации, скорости охлаждения и предварительной пластической деформации на акустическую релаксацию в моно- и поликристаллах нормального и сверхпроводящего ниобия в области температур 2–12 К. На основе анализа имеющихся экспериментальных данных впервые выдвинута гипотеза, что микроскопическим механизмом акустической релаксации в ниобии при гелиевых температурах является термоактивированное движение перегибов на винтовых дислокациях системы скольжения $(111)\{011\}$ через потенциальные барьеры Пайерлса второго рода. Предложена теория релаксации, основанная на модели резонансного взаимодействия звука с цепочками дислокационных перегибов, образующихся на винтовых дислокациях под действием термоупругих напряжений в процессе быстрого охлаждения образца. Путем сравнения результатов теории и экспериментальных данных получена оценка объемной плотности перегибов, найдено значение высоты барьеров Пайерлса второго рода и изменение высоты барьеров при сверхпроводящем переходе.

Вивчено вплив концентрації домішок, орієнтації, швидкості охолодження та попередньої пластичної деформації на акустичну релаксацію в моно- і полікристалах нормального і надпровідного ніобію в інтервалі температур 2–12 К. Аналіз всієї сукупності експериментальних даних дозволив сформулювати гіпотезу, згідно якої мікроскопічним механізмом акустичної релаксації в ніобію в зоні гелієвих температур є термічно активований рух перегинів на винтових дислокаціях системи ковзання $(111)\{011\}$ через потенціальні бар'єри Пайерлса другого роду. Запропонована теорія релаксації, що базується на моделі резонансної взаємодії звукових коливань з ланцюжками перегинів на дислокаціях, які виникають під дією термопружних напружень в процесі швидкого охолодження зразків. Шляхом порівняння результатів теорії та експериментальних даних одержано оцінку об'ємної густини перегинів, знайдено значення висоти бар'єрів Пайерлса другого роду і зміни висоти бар'єрів при переході ніобію в надпровідний стан.

Введение

Еще в 1967 г. Крамер и Бауэр опубликовали сообщение [1] о наблюдении хорошо выраженного пика поглощения упругих колебаний в ниобии в области гелиевых температур. Пик наблюдался как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях, причем в сверхпроводящем состоянии температура пика была заметно выше. Изменение положения пика на температурной оси при изменении частоты ультразвука позволяло интерпретировать этот пик как проявление резонансного взаимодействия упругих колебаний с некоторым релаксационным процессом. Считая такой процесс термически активированным и пользуясь стандартной формулой Аррениуса для зависимости времени релаксации от температуры

$$\tau(T) = \tau_0 \exp(U_0/k_B T), \quad (1)$$

авторы работы [1] получили оценки активационных параметров процесса — энергии активации $U_0 \cong 2 \cdot 10^{-3}$ эВ и частоты попыток преодоления

потенциального барьера $\nu_0 = \tau_0^{-1} \cong 10^9 \text{ с}^{-1}$. Однако anomalно малые значения этих параметров не позволили однозначно связать наблюдаемый пик с каким-либо из известных примесных или дислокационных механизмов низкотемпературной акустической релаксации, для которых, как правило, энергии активации имеют значения порядка 0,1–1 эВ, а частоты попыток — 10^{12} – 10^{14} с^{-1} . Без объяснения осталось также наблюдаемое в этой работе смещение пика при переходе образцов из нормального (n) в сверхпроводящее (s) состояние, соответствующее увеличению энергии активации $U_{0s} - U_{0n} \cong 0,3 \cdot 10^{-3}$ эВ. Впоследствии подобные пики в области температур жидкого гелия наблюдались в акустических экспериментах на ниобии, проведенных разными методами, соответствующими различным диапазонам частот: методом двойного составного вибратора [2], методом электростатического возбуждения колебаний на различных гармониках [3], методом язычкового вибратора [4], высокочастотным эхо-импульсным методом [5,6].

Было предложено несколько возможных микроскопических механизмов релаксационных процессов, определяющих появление пика: термоактивированное движение частичных дислокаций в поле напряжений центров закрепления [1], квантовое движение водорода, захваченного примесями кислорода или азота [3,5,6], механизм взаимодействия дислокаций с примесями Коива—Хасигути [4], модифицированный с учетом квантовых эффектов и сверхпроводящего перехода в работе [7]. Каждый из этих механизмов мог претендовать на объяснение отдельных свойств пика, но ни одна из гипотез не подтверждалась всей совокупностью экспериментальных данных. Кроме того, экспериментальные данные относились к наблюдениям отдельных проявлений пика и не имели систематического характера.

Необходимость проведения систематических исследований условий наблюдения и свойств обсуждаемого пика связана, в частности, с особенностью, которую можно увидеть при внимательном анализе работ [1–6]: при заданной частоте акустических колебаний положение пика на температурной оси фиксируется более или менее однозначно, тогда как его амплитуда имеет крайне нестабильный характер и не всегда воспроизводится от измерения к измерению. Создается впечатление, что количество микрорелаксаторов в образце, ответственных за пик, зависит как от деталей внутренней структуры образца, так и от условий проведения эксперимента. Результаты работы [6] и опыт нашего предыдущего исследования [2] убедили нас в том, что особого внимания заслуживает изучение влияния на пик скорости охлаждения образцов до гелиевых температур.

Из перечисленных выше гипотез, выдвинутых для объяснения пика, наиболее интересной нам представляется гипотеза в работах [3,5,6]. В этих работах изучались образцы ниобия, насыщенные атомарным водородом (электролитическое наводороживание), поэтому авторы предположили, что обсуждаемый пик является новой разновидностью изученного ранее пика, обусловленного присутствием водорода (см., например, [8]). В нашей работе [2] пик наблюдался в отсутствие примесей атомарного водорода: преднамеренное наводороживание не проводилось и нет оснований предполагать случайное попадание в образцы атомарного водорода в достаточно больших количествах. В связи с этим специальный интерес представляет систематическое изучение свойств пика в отсутствие водорода.

Требуется также уточнения и результат работы [4], в которой в сверхпроводящем состоянии ниобия наблюдалось смещение пика в область низких температур при повышении частоты колебаний.

Целью настоящей работы было решение нескольких задач:

— систематическое экспериментальное исследование влияния на параметры пика структурных особенностей образцов и условий эксперимента (сверхпроводящего перехода, изменения примесного состава образцов, перехода от монокристаллов к поликристаллам и влияние размера зерна, предварительной пластической деформации и изменения скорости охлаждения образцов);

— систематизация всей совокупности экспериментальных данных, полученных ранее в работах [1–6] и в настоящей работе, и проведение на этой основе анализа, позволяющего установить роль термической активации, определить статистически достоверные значения активационных параметров и оценить их разброс;

— формулировка и теоретический анализ дислокационной модели, ранее не привлекавшейся для объяснения низкотемпературных акустических свойств ниобия, а именно, резонансного взаимодействия звука с цепочками дислокационных перегибов, образующихся на винтовых дислокациях под действием термоупругих напряжений в процессе быстрого охлаждения образца.

Мы покажем, что микроскопическим механизмом акустической релаксации в ниобии при гелиевых температурах является термоактивированное движение перегибов на винтовых дислокациях через потенциальные барьеры Пайерлса второго рода. Предлагаемая в работе теория релаксации базируется на результатах теоретических исследований динамики цепочек дислокационных перегибов, опубликованных в работах Алефельда [9,10] и в монографии Хирта и Лоте [11]. Сопоставление результатов теории с данными экспериментов позволило получить оценки для объемной плотности перегибов, высоты барьеров Пайерлса второго рода на винтовых дислокациях системы скольжения $\{111\}\{011\}$ и изменение высоты барьеров при сверхпроводящем переходе.

1. Эксперимент

Образцы вырезались из моно- и поликристаллов ниобия различной чистоты электроискровым методом, затем притирались на абразивных порошках до достижения требуемых формы и геометрических размеров и подвергались химической полировке для удаления поврежденных при механической обработке приповерхностных слоев. Основные характеристики образцов приведены в таблице.

Таблица

Основные характеристики образцов

Образец	Ориентация	RRR	Примеси, 10 ⁻⁴ %
Nb-37	<100>	37	800
Nb-60	Мелкозернистый поликристалл	60	500
Nb-120	<110>	120	240
Nb-290	Крупнозернистый поликристалл	290	100
Nb-660	Крупнозернистый поликристалл	660	45
Nb-970	Крупнозернистый поликристалл	970	30
Nb-2100	<100>	2100	10

В качестве интегральной меры чистоты образцов служила приведенная величина остаточного электросопротивления $RRR = R_{300\text{ K}} / R_{0\text{ K}}$, для получения которой в интервале 2–300 К измерялись температурные зависимости электросопротивления образцов (рис. 1). Затем экспериментальные данные экстраполировались к 0 К и нулевому значению внешнего магнитного поля, которое использовалось для перевода образцов в нормальное состояние при температурах ниже температуры сверхпроводящего перехода $T_c \approx 9,3\text{ K}$ [12].

Ориентация монокристаллических образцов определялась с помощью лауэграмм с точностью $\pm 1^\circ$. Большая часть поликристаллов имела крупнозернистую структуру типа «бамбука», т.е. размеры поперечного сечения образцов (3×3 мм) были меньше размера зерен (5–12 мм). Образец Nb-60 был мелкозернистым с размером зерен менее 0,1 мм.

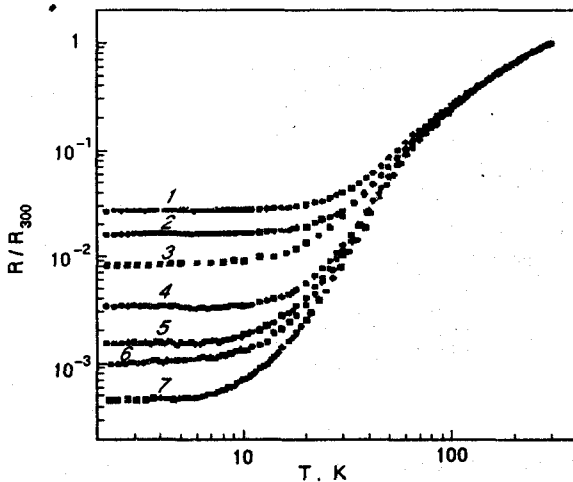


Рис. 1. Температурные зависимости относительного изменения электросопротивления образцов различной чистоты. RRR: 37 (1); 60 (2); 120 (3); 290 (4); 650 (5); 970 (6); 2 100 (7).

Для установления связи акустических свойств ниобия с дислокационными процессами в образцы вводились свежие дислокации: это достигалось предварительным деформированием образцов при комнатной температуре изгибом или кручением до величин остаточной пластической деформации внешнего волокна от 1 до 15%. Исходная плотность дислокаций составляла $\sim 10^5\text{ см}^{-2}$.

Акустические измерения производились методом двойного составного вибратора [13]. В образцах возбуждались продольные или крутильные стоячие волны частотой $f = 50\text{--}90\text{ кГц}$ (круговая частота $\omega = 2\pi f \approx (3\text{--}6) \cdot 10^5\text{ с}^{-1}$). Измерялись логарифмический декремент затухания и резонансная частота вынужденных колебаний, по которой определялись соответствующие скорость звука и упругие модули. Температурные зависимости декремента и резонансной частоты образцов измерялись в интервале температур 2–12 К при постоянной амплитуде ультразвуковой деформации $\epsilon_0 \sim 10^{-7}$ в области линейного поглощения ультразвука. Перевод образцов из *s*- в *n*-состояние при температурах ниже T_c осуществлялся с помощью сверхпроводящего соленоида, направление магнитного поля которого совпадало с волновым вектором ультразвука.

Ранее было замечено [2,5,6], что характер аномалий акустических свойств ниобия в области гелиевых температур существенно зависит от скорости охлаждения образцов. В настоящей работе для изучения этой особенности скорость охлаждения варьировалась путем заливки с различной скоростью жидкого гелия в гелиевый дьюар, предварительно охлажденный до температур 200, 120 и 78 К. При этом средняя скорость охлаждения V_{cr} образца до температуры жидкого гелия составляла 20, 5 и 1 К/мин соответственно. Для проверки степени обратимости структурных изменений в быстро охлажденных образцах производились повторные измерения после отогрева их до комнатной температуры и последующего медленного охлаждения до гелиевых температур.

2. Экспериментальные данные и их сравнение с результатами предыдущих исследований

Результаты, полученные на различных образцах (кроме Nb-60), были качественно подобными и не зависели от использованной моды колебаний (продольная или крутильная).

На рис. 2 приведены температурные зависимости декремента затухания δ продольных колебаний в монокристаллах ниобия с $RRR = 2\ 100$, охлажденных до температуры жидкого гелия с различной скоростью. В исследованной области температур как в нормальном, так и в сверхпрово-

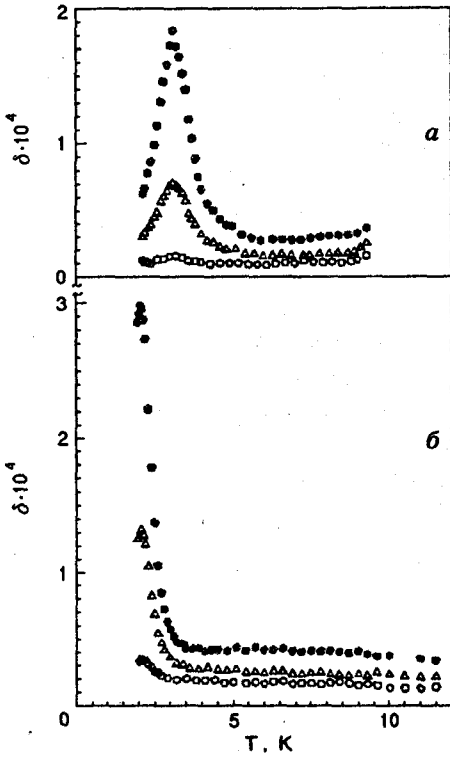


Рис. 2. Влияние скорости охлаждения на высоту пиков декремента затухания δ в образце Nb-2100 в сверхпроводящем (а) и нормальном (б) состояниях, V_{cr} , К/мин: 1 (○); 5 (△); 20 (●).

дующем состоянии при температуре T_p наблюдается пик поглощения ультразвука, причем в s -состоянии пик проявляется при более высокой температуре, чем в n -состоянии. Наблюдается значительная и систематическая зависимость высоты пика δ_p от скорости охлаждения образцов и от концентрации примесей в образце: δ_p существенно возрастает при увеличении скорости охлаждения (рис. 2) и немонотонно зависит от чистоты (рис. 3), сильно возрастая в примесных образцах. Предварительная пластическая деформация при комнатной температуре приводит к значительному уменьшению высоты пика (рис. 4).

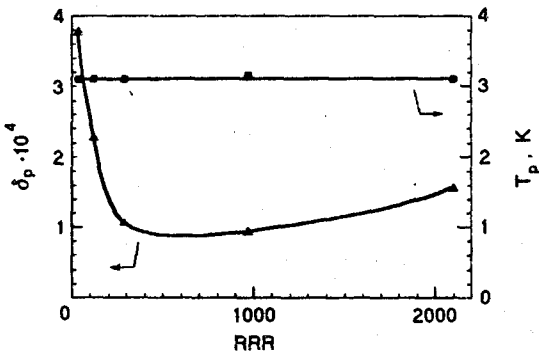


Рис. 3. Зависимость температуры T_p и высоты δ_p пиков в s -состоянии от чистоты образцов.

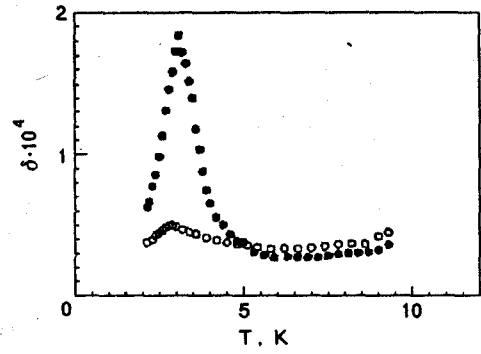


Рис. 4. Изменение пика δ в s -состоянии в образцах Nb-2100 после предварительной пластической деформации: $\epsilon = 0$ (●); $\epsilon = 15\%$ (○).

Температура появления пика T_p не зависит от скорости охлаждения и чистоты образцов (рис. 3) и лишь незначительно снижается в результате пластической деформации (рис. 4).

В мелкозернистых образцах Nb-60 пики не наблюдаются даже при самых высоких использованных в эксперименте скоростях охлаждения (рис. 5).

Отогрев образцов до комнатной температуры и последующие гелиевые эксперименты показывают, что эффект увеличения высоты пиков при возрастании скорости охлаждения не является следствием необратимых изменений в образцах, вызванных охлаждением. При повторных измерениях после медленного охлаждения высота пиков вновь становится малой, а при последующем быстром охлаждении опять резко возрастает. В некоторых случаях в результате максимально быстрого охлаждения наблюдалось небольшое необратимое уменьшение динамического модуля, которое не устранялось отогревом до комнатной температуры.

Пикам на температурных зависимостях декремента соответствовали характерные ступеньки на температурных зависимостях динамических упругих модулей. На рис. 6 показаны температурные зависимости динамического модуля Юнга E образцов Nb-120 в нормальном и сверхпроводящем состояниях, иллюстрирующие эту особенность. От-

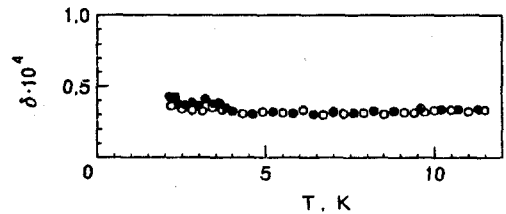


Рис. 5. Температурные зависимости декремента затухания в сверхпроводящем образце Nb-60, охлажденном с различными скоростями V_{cr} , К/мин: 1 (○); 20 (●).

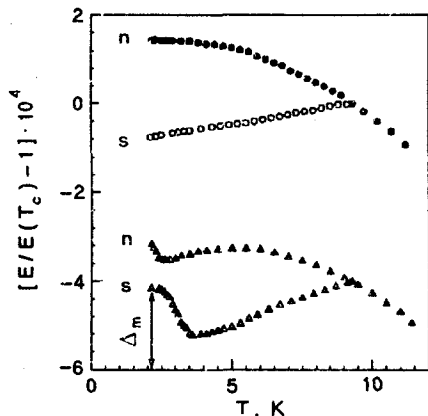


Рис. 6. Температурные зависимости относительного изменения модуля Юнга в образцах Nb-120, охлажденных с различными скоростями V_{cp} , К/мин: 1 (○, ●); 20 (△, ▲). Светлые символы — s-состояние, темные — n-состояние.

ношение максимальной величины дефекта модуля (высоты ступеньки, см. рис. 6) Δ_m к высоте пика δ_p практически не зависит от чистоты образцов и скорости охлаждения: $\Delta_m / \delta_p \approx 0,64 \approx 2/\pi$ (рис. 7). Это означает, что реологические свойства образцов в области пика поглощения соответствуют стандартному линейному телу Зинера [8]. Такое тестирование реологических свойств образцов облегчает поиск адекватного микроскопического механизма релаксации. Дело в том, что далеко не все известные релаксаторы количественно соответствуют модели стандартного линейного тела: такое соответствие имеет место для диффузионной релаксации точечных дефектов различных типов [8,14] и в случае динамического резонанса на основной гармонике задемпфированных дислока-

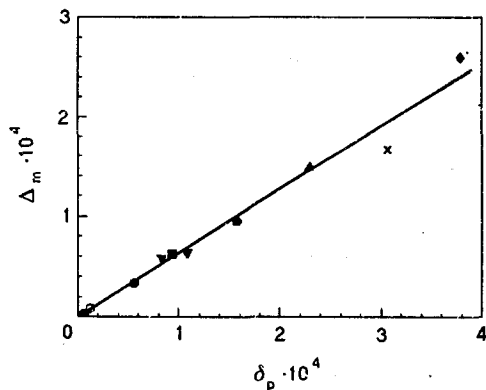


Рис. 7. Связь максимальной величины дефекта модуля с высотой пика в s-состоянии различных мод колебаний: ○ — Nb-2100; ■ — Nb-970; ● — Nb-660; ▼ — Nb-290; ▲ — Nb-120; ◆ — Nb-37 (продольные колебания); × — Nb-120 (крутильные колебания). Сплошная линия — зависимость $\Delta_m = 2\delta_p / \pi$ для стандартного линейного тела.

ционных струн в модели Гранато—Люкке [15], но заметно нарушается в случае релаксации Зегера на парных дислокационных перегибах [16] и дислокационно-примесной релаксации Коива—Хасигути [17].

Отметим довольно большие абсолютные значения декремента и дефекта модуля ($\delta_p, \Delta_m \sim 10^{-4}$), свидетельствующие о высокой объемной плотности релаксаторов в образцах и/или большой величине неупругой деформации, связанной с действием отдельного релаксатора. Наличие пиков на температурной зависимости поглощения звука и характерных ступенек дефекта модуля в области пика является свидетельством протекания в кристалле релаксационных процессов, времена релаксации которых τ при температурах пика сравнимы с периодом упругих колебаний образца. Для стандартного линейного тела зависимость декремента δ и дефекта модуля $\Delta M/M_0$ (M_0 — нерелаксированный упругий модуль) от круговой частоты колебаний ω и температуры образца T описывается выражениями [8]

$$\delta(\omega, T) = \pi \Delta_m \frac{\omega \tau(T)}{1 + [\omega \tau(T)]^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\Delta M(\omega, T)}{M_0} = \Delta_m \frac{1}{1 + [\omega \tau(T)]^2},$$

а температура появления пика T_p определяется условием резонанса

$$\omega \tau(T_p) = 1. \quad (3)$$

Величина интенсивности релаксации Δ_m , определяющая высоту пика и максимальное значение дефекта модуля, зависит, как известно, от значений индивидуальных параметров и объемной плотности соответствующих релаксаторов.

Важным моментом анализа экспериментальных данных, облегчающим поиск адекватного релаксационного механизма, является установление характера температурной зависимости времени релаксации $\tau(T)$. Большинство известных релаксационных процессов представляет собой локальные термически активированные перестройки решеточной структуры, для которых зависимость $\tau(T)$ определяется формулой Аррениуса (1) или близким к ней выражением. В изучаемой нами области очень низких температур заметную роль в таких перестройках могут играть квантовые флуктуации и туннельные явления, значительно ослабляющие температурную зависимость показателя экспоненты в (1). Возможная роль квантовых эффектов подробно обсуждалась при анализе водородных пиков в металлах [3,5,8], а также при анализе дислокационных механизмов низкотемпературной пластичности [18,19] и низкотемпе-

ратурных акустических аномалий [7,20,21]. Возможны также некоторые отклонения от классического закона Аррениуса (1) даже при сохранении термоактивационного характера релаксации вследствие появления зависимости параметров τ_0 и U_0 от температуры (две из возможных причин таких отклонений обсуждены в разд. 5 и в Приложении).

Существенно отличается от (1) температурная зависимость эффективного времени релаксации в струнной модели Гранато—Люкке [15]: $\tau(T) \propto \text{const} + T^n$, где показатель степени имеет величину порядка нескольких единиц и определяется деталями дислокационно-фононного взаимодействия [22], а константа обусловлена дислокационно-электронным взаимодействием [23]. И наконец, вблизи температуры T_0 фазового перехода второго рода возможно резонансное взаимодействие звука с флуктуациями параметра порядка [24], для которых $\tau(T) \propto |T - T_0|^\xi$, где ξ — скейлинговый индекс, имеющий величину от единицы до нескольких единиц.

Изучая зависимость температуры пика T_p от частоты звука ω в достаточно широком интервале частот, можно установить адекватность экспериментальных результатов той или иной теоретической зависимости $\tau(T)$. Статистическая обработка имеющихся в настоящее время экспериментальных данных, охватывающих интервал значений $\omega \sim 10^5 - 10^8 \text{ с}^{-1}$ (рис. 8), показывает, что в нормальном состоянии зависимость температуры пика от частоты достаточно хорошо согласуется с формулами (1) и (3), несколько хуже такое согласие для пика в сверхпроводящем состоянии, но и оно представляется удовлетворительным. Следовательно, нет оснований сомневаться в том, что изучаемый релаксационный процесс имеет преимущественно термически активированный ха-

рактер. Значения энергий активации U_0 и частот попыток $\nu_0 = \tau_0^{-1}$, соответствующие прямым на рис. 8, различны для n - и s -состояний: $U_{0n} = 1,9 \text{ мэВ}$ и $\nu_{0n} = 2,1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ с коэффициентом корреляции $r = 0,9995$; $U_{0s} = 2,7 \text{ мэВ}$ и $\nu_{0s} = 1,1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $r = 0,9919$. Эти значения несколько отличаются от значений, полученных в работе [1], что объясняется использованием данных, относящихся к более широкому интервалу частот. Заметный разброс точек на рис. 8 является естественным следствием определенных различий структуры и свойств образцов, а также условий экспериментов в различных работах.

Проверять аналогичным образом зависимость $\tau(T) \propto \text{const} + T^n$ нет необходимости, так как она качественно не согласуется с данными эксперимента: дает обратную по сравнению с экспериментом зависимость T_p от частоты. Что касается зависимости $\tau(T) \propto |T - T_0|^\xi$, то, имея два свободных параметра T_0 и ξ , ее можно согласовать с экспериментальными данными в обсуждаемом не очень широком температурном интервале. Но для использования этой зависимости необходимо предположить, что в области очень низких температур (ниже 1 К) в ниобии происходит фазовый переход с критическими температурами, различными для n - и s -состояний. В отсутствие каких-либо теоретических выводов или экспериментальных данных в пользу такого предположения подобная возможность нами не обсуждается.

На основании проведенного анализа имеющихся экспериментальных результатов можно отметить несколько наиболее существенных особенностей акустической релаксации в ниобии при гелиевых температурах:

- наблюдаемые в данной работе и в предыдущих исследованиях [1-3,5,6] пики поглощения имеют единую физическую природу и связаны с некоторыми локальными термически активированными релаксаторами, имеющими anomalно низкие значения активационных параметров U_0 и ν_0 и дающими довольно большой вклад в неупругую деформацию кристалла;

- действие релаксаторов представляет собой сравнительно простой процесс, соответствующий реологической модели стандартного линейного тела;

- кинетика релаксационного процесса проявляет заметную чувствительность к сверхпроводящему переходу;

- появление релаксаторов непосредственно связано со скоростью охлаждения образцов, а интенсивность их накопления при быстром охлаждении сложным образом зависит от структурного со-

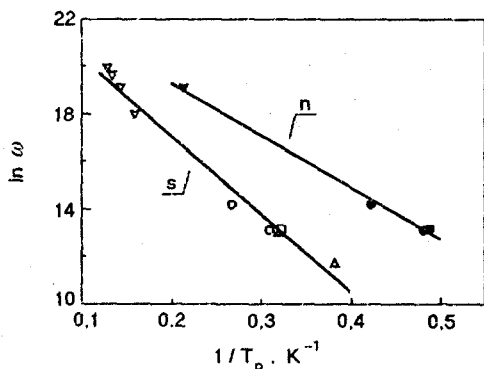


Рис. 8. График зависимости температуры пика от частоты, построенный с использованием формул (1) и (3) и экспериментальных данных различных авторов: [1] (○, ●); [3] (△, ▲); [5,6] (▽, ▼); [2] и настоящая работа (□, ■). Светлые символы — s -состояние, темные — n -состояние.

бов. Длины сегментов L могут изменяться в очень широких пределах в зависимости от скорости охлаждения, чистоты металла и других подобных факторов: в качестве оценки можно принять значения $L \sim (10^{-4} + 10^{-5})$ см и $N_L \sim 10^2 + 10$.

Естественно, что отогрев образца будет сопровождаться уменьшением количества сегментов длиной L и общего числа геометрических перегибов вследствие термически активированного возврата сегментов к исходной конфигурации (рис. 9, а). При этом, как уже отмечалось выше, возможен некоторый температурный гистерезис, связанный с необратимыми процессами зарождения дислокационных петель, если скорость охлаждения достаточно большая.

Очевидно также, что количество остаточных геометрических перегибов в охлажденном образце можно уменьшить, создавая условия пластической релаксации термоупругих напряжений. В монокристаллах это можно осуществить, вводя в них более подвижные при низких температурах краевые или смешанные дислокации путем предварительной высокотемпературной деформации. В поликристаллах релаксация термоупругих напряжений возможна за счет пластической деформации по границам зерен или в результате перемещения краевых и смешанных дислокаций внутри зерен.

Если предположить, что наблюдаемый в области гелиевых температур в ниобии пик акустического поглощения обусловлен взаимодействием звука с системой описанных выше остаточных геометрических перегибов, то высота этого пика и соответствующий ему дефект модуля должны быть пропорциональны объемной плотности перегибов. Принимая во внимание данное обстоятельство и описанные выше процессы, мы приходим к качественному объяснению особенностей влияния на пик изменения скорости охлаждения образцов, их отжига, легирования примесями и предварительного пластического деформирования, перехода от монокристаллов к мелкозернистым поликристаллам.

Объяснение более тонких особенностей пика — аномально низких значений активационных параметров и влияния на величину этих параметров сверхпроводящего перехода — требует количественного описания взаимодействия перегибов с упругими колебаниями образца.

4. Физическая природа механизма релаксации

Механические свойства отдельного геометрического перегиба и цепочек большого числа перегибов хорошо изучены и описаны во многих оригинальных работах, обзорах и монографиях (см., например, монографию Хирта и Лоте [11], статьи Алефельда [9,10] и др.). Перегиб, соединяющий

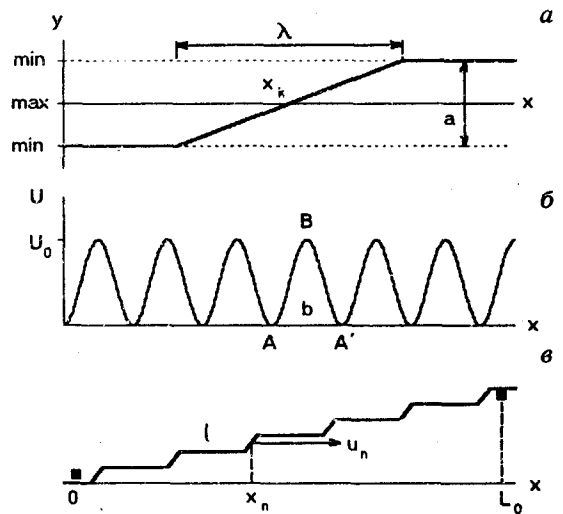


Рис. 10. Схематическое изображение одиночного геометрического перегиба (а), потенциального рельефа Пайерлса второго рода (б) и цепочки геометрических перегибов (в): λ — ширина перегиба; x_k — мгновенная координата центра перегиба; x_n — равновесная координата перегиба с номером n ; l — равновесное расстояние между перегибами в цепочке; u_n — среднее по большому количеству диффузионных скачков смещение n -го перегиба из положения x_n ; L — длина цепочки перегибов; ■ — примесные атомы.

два прямолинейных участка дислокационной линии, лежащих в соседних долинах синусоидального рельефа Пайерлса (рис. 10, а), имеет ширину λ и по своим механическим свойствам эквивалентен частице с массой m :

$$\lambda = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} a \left(\frac{\Gamma}{ab\sigma_p}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$m = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} a\mu \left(\frac{ab\sigma_p}{\Gamma}\right)^{1/2},$$

где μ — линейная плотность эффективной массы дислокации; σ_p — напряжение Пайерлса; a — период рельефа Пайерлса; b — модуль вектора Бюргерса. Формулы (4) получены для синусоидального рельефа Пайерлса, для более сложной формы рельефа значения параметров перегиба могут отличаться от (4) множителями порядка единицы. Воспользовавшись стандартными оценками $\Gamma \sim Gb^2$ и $\mu = \rho b^2$, где ρ — плотность дислокаций, и принимая во внимание $\sigma_p \sim 10^{-2}G$, получаем: $\lambda \sim 10a$, $m \sim 10^{-1}m_a$ (m_a — масса атома).

Перегиб-частица может совершать одномерное движение вдоль соответствующей вершины рельефа Пайерлса (ось x на рис. 10, а), преодолевая периодический потенциальный рельеф Пайерлса второго рода $U(x) = U(x + b)$ (рис. 10, б). При таком движении в металле на перегиб действует также сила вязкого трения $f_e = \beta_e \dot{x}_k$ (x_k и $\dot{x}_k = dx_k/dt$

— координата и скорость центра перегиба; β_e — коэффициент трения), обусловленная рассеянием на перегибе электронов проводимости [23]. В цепочке перегибов (рис. 10, в) к этим силам добавляются еще и дальнедействующие силы парного взаимодействия перегибов [9–11].

Со стороны акустического поля на отдельный перегиб действует сила $f_\sigma = ab\sigma$ [11], где $\sigma = \sigma_0 \exp(i\omega t)$ — сдвиговая компонента напряжений в плоскости скольжения сегмента L . При достаточно малых значениях амплитуды звука σ_0 , когда $ab\sigma_0 \ll \max(dU/dx)$, цепочка перегибов будет совершать малые колебания, при которых каждый отдельный перегиб совершает диффузионные скачки через барьеры рельефа $U(x)$. Диссипативные свойства цепочки перегибов при таком движении определяются коэффициентом диффузии отдельного перегиба $D(T)$, который можно вычислить, воспользовавшись результатами работы Крамерса [30]. Согласно известному в микроэкономической теории диффузии соотношению Эйнштейна (см., например, [31]), диссипация энергии в процессе диффузии эквивалентна действию на частицу эффективной силы вязкого трения с коэффициентом вязкости $\beta_d = k_B T D^{-1}$.

Теория резонансного взаимодействия звуковых колебаний с цепочками диффундирующих перегибов изложена в Приложении. Если диффузия происходит только в результате действия термической активации (без участия квантовых эффектов), то коэффициент диффузии имеет стандартный вид $D = D_0 \exp(-U_0/k_B T)$, где U_0 — высота барьера рельефа Пайерлса второго рода, а предэкспоненциальный фактор D_0 , в соответствии с выводами Крамерса [30], зависит от массы перегиба m , коэффициента динамического трения β_e и дифференциальных характеристик рельефа $U(x)$ в точках минимума и максимума (см. Приложение (П.6)). Анализ показывает, что в условиях близких к резонансу звука с основной колебательной модой цепочки перегибов, задемпфированных диффузионной вязкостью, релаксационные свойства кристалла соответствуют модели стандартного линейного тела: выражения для декремента δ и дефекта динамического модуля $\Delta M/M_0$ (П.18) аналогичны феноменологическим выражениям (2). Интенсивность релаксации Δ_m и время релаксации $\tau(T)$ в (П.18) связаны с параметрами кристалла и перегибов соотношениями (П.17). Эти соотношения можно записать в более удобной для сопоставления с экспериментальными данными форме:

$$\Delta_m = \Theta \frac{2M_0}{\pi G} \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{L^3 \rho_k}{N_L \ln N_L}; \quad (5)$$

$$\tau(T) = \alpha T \exp(U_0/k_B T); \quad (6)$$

$$\alpha \cong \frac{4k_B}{\pi a^2 b^2 G D_0} \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{L^3}{N_L \ln N_L}.$$

Здесь ρ_k — объемная плотность перегибов; L и N_L — средние значения длин цепочек и чисел перегибов на них; Θ — ориентационный фактор, усредненный по всем эквивалентным системам скольжения $\langle 111 \rangle \{011\}$; G и ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона для этой системы; k_B — постоянная Больцмана.

Таким образом, в рассматриваемой модели акустическая релаксация имеет в своей основе элементарный физический механизм — термически активированные скачки отдельных геометрических перегибов через барьеры рельефа Пайерлса второго рода, поэтому роль энергии активации релаксационного процесса играет высота этих барьеров U_0 .

Предэкспоненциальный фактор в выражении (6) для времени релаксации имеет более сложную физическую природу: он определяется коллективным характером движения перегибов, обусловленным наличием сильного взаимодействия между ними. В целом время релаксации τ , определяемое формулой (6), имеет смысл характерного периода основной моды колебаний цепочки перегибов, сильно задемпфированных диффузионной вязкостью: коэффициент диффузионной вязкости для отдельного перегиба $\beta_d = (k_B T/D_0) \exp(-U_0/k_B T)$. Согласно замечанию Алефельда [10], данная модель формально эквивалентна струнной модели Гранато—Люкке [15], в которой линейное натяжение дислокационной струны заменено продольной жесткостью цепочки взаимодействующих между собой перегибов, а коэффициент динамического трения дислокации заменен коэффициентом диффузионной вязкости перегибов. Отметим, что предэкспоненциальный фактор в (6) не имеет простого физического смысла, который обычно придают параметру τ_0 в формуле Аррениуса (1), считая его характерным значением периода колебаний частицы перед барьером.

Для рассматриваемого в нашей модели элементарного скачка перегиба через барьер U_0 период его колебаний перед барьером определяет величину параметра D_0 . Для полученной в разд. 2 оценки $U_0 \approx 10^{-3}$ эВ реализуется с большим запасом предел малой вязкости в формуле Крамерса (П.3), поэтому оценку величины D_0 дает формула (П.7а).

Используя эту формулу, получаем в явном виде зависимость коэффициента α от параметров перегибов:

$$\alpha = \frac{4k_B}{\pi a^2 b^3 G} \left(\frac{2m}{U_0} \right)^{1/2} \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{L^3}{N_L \ln N_L} \quad (7)$$

Формулы (5) и (6) вместе с формулами (2) позволяют провести количественный анализ экспериментальных результатов: установить адекватность предложенной дислокационной модели данным эксперимента и определить эмпирически значения микроскопических параметров модели в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

5. Количественный анализ экспериментальных данных

Величина интенсивности релаксации Δ_m в предложенной модели оказалась, как и предполагалось при ее формулировке, пропорциональной интегральной плотности релаксаторов (перегибов) ρ_k . Следовательно, формула (5) вместе с формулами (2) дают адекватное эксперименту описание зависимости высоты обсуждаемого пика поглощения звука от особенностей структуры образца и условий эксперимента (см. обсуждение в разд. 3). На основании данных, показанных на рис. 3, можно сделать заключение о систематическом росте плотности перегибов с увеличением концентрации примесей (от общей закономерности несколько отклоняется только максимально чистый ниобий Nb-2100). Эмпирическая оценка ρ_k будет получена ниже.

Несколько сложнее, чем предполагалось, обстоит дело с описанием температурной зависимости поглощения и дефекта модуля. В нашей модели температурная зависимость времени релаксации $\tau(T)$ оказалась более сложной, чем выражение (1). Во-первых, в (6) появилась явная зависимость предэкспоненты от T . Кроме того, в сверхпроводящем состоянии возможно также появление температурных зависимостей $\alpha_s(T)$ и барьеров решеточного рельефа $U_0 = U_{0s}(T)$, связанных с влиянием сверхпроводящего перехода на электронную вязкость [23], структуру и силовые константы кристаллической решетки металла [32–36]. Эти обстоятельства указывают на необходимость уточнения термоактивационного анализа экспериментальных данных, проведенного в разд. 2, и корректировки полученных там значений активационных параметров. Кроме того, такой анализ целесообразно проводить отдельно для данных, относящихся к нормальному и сверхпроводящему состояниям образцов.

Нормальное состояние. В этом случае зависимость $\tau(T)$ сравнительно простая, так как

$\alpha_n = \text{const}$ и $U_{0n} = \text{const}$, поэтому соотношение между частотой колебаний ω и положением пика на температурной оси T_p , согласно (3) и (6), приобретает вид

$$\ln(\omega T_p) + \ln \alpha = -U_0/k_B T_p \quad (8)$$

Построив на основании данных, представленных на рис. 8, график с измененной вертикальной координатой, получим качественно тот же результат — набор точек, расположенных вблизи прямой (рис. 11). Для параметров прямой получаем значения $U_{0n} = 2,15$ мэВ и $\alpha_n = 6 \cdot 10^{-12}$ с/К с коэффициентом корреляции $r = 0,9983$.

Сверхпроводящее состояние. Влияние сверхпроводящего перехода на кинетику дислокационных процессов широко известно и описано в многочисленных обзорах и монографиях (см., например, [19,23]). Основная причина такого эффекта — резкое падение динамического электронного трения при понижении температуры в области $T < T_c$. В нашем случае это могло бы проявиться через зависимость параметра D_0 , входящего в коэффициент α , от коэффициента электронной вязкости β_e . Но, как было показано выше, при интересующих нас значениях параметров задачи влиянием β_e на величину коэффициента α можно пренебречь.

Второй из возможных механизмов влияния сверхпроводящего перехода на подвижность перегибов и их вклад во внутреннее трение — изменение при таком переходе энергетических параметров дислокации и барьеров, препятствующих ее движению. Принципиальная возможность таких изменений определяется несколькими обстоятельствами. Во-первых, куперовская конденсация электронов сопровождается некоторым, хотя и слабым, но конечным по величине изменением параметров решетки и упругих свойств металла [32], а вместе с ними и энергетики дислокационных

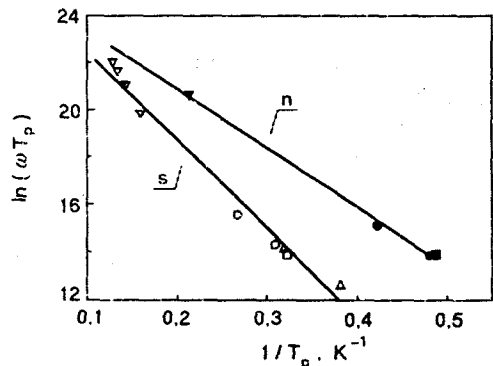


Рис. 11. Графики для уточненного определения энергии активации пика на основании уравнения (8); обозначения те же, что на рис. 8.

процессов. Во-вторых, в ряде сверхпроводников куперовская неустойчивость нормального состояния электронов тесно связана с решеточной неустойчивостью по отношению к определенным типам деформации сдвига [33–35]. Наличие этой связи может привести к существенному влиянию сверхпроводящего перехода на податливость решетки по отношению к деформации сдвига в некоторых избранных направлениях, среди которых может оказаться и направление сдвига $\langle 111 \rangle$, осуществляемого движением перегиба.

И наконец, важную роль в энергетике дислокационных процессов могут играть эффекты изменения при сверхпроводящем переходе экранировки электронами неоднородностей ионного остова в ядрах дислокаций [36]. Сверхпроводящий переход ослабляет экранировку ядра дислокации и тем самым увеличивает вклад кулоновских сил в сопротивление решетки перемещению дислокации и образованию перегибов на дислокационной линии, так как этим процессам соответствует существенная перестройка ионного остова в ядре дислокации.

К сожалению, современное состояние теории дислокаций в металлах не только не позволяет оценить величину, но даже и предсказать знак изменения высоты барьеров U_0 рельефа Пайерлса второго рода, определяемого перечисленными выше факторами. Поэтому мы ограничимся предположением о появлении в сверхпроводящем состоянии некоторой добавки U_{ns} к значению $U_0 = U_{0n}$ в нормальном состоянии:

$$U_{0s} = U_{0n} + U_{ns} . \quad (9)$$

Вообще говоря, величина U_{ns} должна зависеть от температуры и обращаться в нуль при $T \rightarrow T_c$. Естественно предположить, что, подобно основным термодинамическим параметрам сверхпроводника, добавка U_{ns} пропорциональна квадрату энергетической щели $\Delta^2(T)$ (так, например, зависит от температуры изменение при n - s -переходе радиуса экранировки ядра дислокации электронами [36]). Температурную зависимость U_{ns} можно было бы найти и на основе экспериментальных данных, однако эта процедура требует проведения экспериментов в широком частотном диапазоне на образцах с идентичной структурой и в одинаковых экспериментальных условиях (фиксированная скорость охлаждения и т.п.). Таких данных в настоящее время в нашем распоряжении нет. Отметим также, что резкая температурная зависимость U_{ns} должна иметь место только в непосредственной окрестности T_c , а основной массив экспериментальных данных о температурах пика T_{ps} относится к области более низких температур. Поэтому

в дальнейшем будем пренебрегать возможной зависимостью U_{0s} от температуры, что позволит нам получить по крайней мере порядок величины добавки U_{ns} .

В этом приближении в s -состоянии также должно выполняться соотношение (8) между частотой ω , температурой пика T_{ps} и параметрами релаксационного процесса U_{0s} и α_s . На рис. 11 показано, что сделанные предположения подтверждаются с удовлетворительной точностью. Для параметров активационной прямой в s -состоянии получаем значения $U_{0s} = 3,23$ мэВ и $\alpha_s = 4 \cdot 10^{-12}$ с/К с коэффициентом корреляции $r = 0,9924$.

Полученное значение $U_{0s} > U_{0n}$, т. е. сверхпроводящий переход увеличивает барьеры Пайерлса второго рода на величину $U_{ns} \cong 1,08$ мэВ. Следовательно, в рамках предложенной модели увеличение температуры пика поглощения при переходе ниобия из нормального в сверхпроводящее состояние объясняется довольно значительным повышением жесткости решетки по отношению к пластическому сдвигу (перемещению перегиба) в направлении $\langle 111 \rangle$.

Точность определения параметра α в силу указанных выше причин не очень велика, и в пределах этой точности можно считать $\alpha_s = \alpha_n$, что соответствует выводам теории. В дальнейшем для параметра α будем пользоваться средним значением $\alpha = (\alpha_n + \alpha_s)/2 \cong 5 \cdot 10^{-12}$ с/К.

Уточненные значения энергии активации в n -состоянии $U_{0n} = 2,15$ мэВ и s -состоянии $U_{0s} = 3,23$ мэВ заметно выше, чем полученные в разд. 2. Уточненные значения предэкспоненциальных факторов в выражении для времени релаксации для обоих состояний примерно равны ($\alpha_n \cong \alpha_s = 5 \cdot 10^{-12}$ с/К), тогда как полученные в разд. 2 значения «периода попыток» отличаются в два раза ($\tau_{0s} \cong 2\tau_{0n} \approx 1 \cdot 10^{-10}$ с). Такие различия между результатами предварительного анализа и полученными здесь явились следствием использования формул для $\tau(T)$ с существенно отличающимися предэкспоненциальными факторами: $\tau_0 = \text{const}$ в (1) и αT в (6). Поэтому результаты термоактивационного анализа в разд. 2 следует рассматривать только как качественное доказательство термически активированного характера изучаемого релаксационного процесса, которое в дальнейшем помогло сформулировать адекватную эксперименту физическую модель.

Еще одно подтверждение адекватности формул (2) и (6) экспериментальным результатам можно получить, исследуя форму пика поглощения. Используя (2), (3) и (6), можно получить следую-

щую формулу для температурной зависимости поглощения в области пика:

$$\frac{\delta(T)}{\delta_p} = \frac{2x \exp[\kappa_p(1/x - 1)]}{1 + x^2 \exp[2\kappa_p(1/x - 1)]}, \quad (10)$$

$$x = T/T_p, \quad \kappa_p = \frac{U_0}{k_B T_p}.$$

Достаточно хорошее совпадение этой зависимости с экспериментальной кривой для изученного нами пика в Nb-290 в сверхпроводящем состоянии ($\kappa_p = 1,21 \cdot 10^{-3}$) иллюстрируется на рис. 12.

Обсудим теперь возможность получения эмпирической оценки для интегральной плотности перегибов ρ_k . Из формул (5) и (7) вытекает соотношение

$$\rho_k = \frac{2k_B}{a^2 b^3 M_0} \left(\frac{2m}{U_0}\right)^{1/2} \left(\frac{\Delta_m}{\alpha}\right). \quad (11)$$

При использовании этой формулы для вычисления ρ_k существуют две трудности. Первая из них — отсутствие точной количественной информации о величине массы перегиба m ; можно только предполагать, что для винтовых дислокаций в ниобии при $\sigma_p \approx 10^{-2} G$ она имеет величину порядка $m_a \sim 10^{-23}$ г. Вторая трудность — необходимость получения эмпирического значения коэффициента α для заданного кристалла, что требует проведения измерений в широком интервале частот звука на одном и том же кристалле при фиксированной скорости охлаждения. Выше мы смогли получить только значение $\alpha = 5 \cdot 10^{-12}$ с/К, усредненное по образцам с различным примесным составом и охлажденным с различными скоростями. Неопределенностью в оценках этих двух величин в основ-

ном и определяется возможная погрешность в оценке ρ_k . Взяв в качестве модуля M_0 низкотемпературное значение динамического модуля Юнга для ниобия $E_0 = 1,1 \cdot 10^{12}$ дин/см², значения параметров решетки $a = 3,3 \cdot 10^{-8}$ см и $b = 2,8 \cdot 10^{-8}$ см, а также значение $\Delta_m \leq 10^{-4}$ (рис. 7), получили оценку $\rho_k \leq 10^{13}$ см⁻³.

Обратим внимание на еще одно обстоятельство, с которым связана неопределенность в значениях параметров перегибов: мы использовали при их нахождении как данные, относящиеся к наводороженному ниобию [3,5,6], так и данные, полученные для ниобия без специально внедренного в него водорода (работы [1,2] и данные настоящего исследования). Примеси водорода могут захватываться геометрическими перегибами (подобно захвату атомов гелия, описанному в [29]) и тем самым влиять на их подвижность. Более строгий подход к изучению этого вопроса требует постановки экспериментов по изучению пика в свободном от водорода и наводороженном ниобии на идентичных образцах в идентичных экспериментальных условиях.

Заключение

Сформулируем основные выводы, полученные в результате выполненного анализа.

1. Пик акустической релаксации в ниобии в области гелиевых температур появляется в результате резонансного взаимодействия звука с цепочками геометрических перегибов на винтовых дислокациях системы сжатия $\langle 111 \rangle \{011\}$.

2. Перегибы зарождаются в процессе охлаждения образцов под действием термоупругих напряжений. Количество перегибов, накапливающихся в охлажденном образце, возрастает с увеличением скорости охлаждения и концентрации примесей, что объясняет сильное влияние этих двух параметров на высоту пика.

3. Элементарный физический механизм обсуждаемого релаксационного процесса — термически активированная диффузия отдельного перегиба через барьеры Пайерлса второго рода в направлении $\langle 111 \rangle$, поэтому роль энергии активации пика играет высота этих барьеров U_0 . Полученные нами эмпирические значения $U_0 \approx (2-3)$ эВ по порядку величины близки к высоте барьеров, найденных при компьютерном моделировании движения перегибов на винтовых дислокациях в ОЦК металлах [28,29].

4. Смещение пика в область более высоких температур при переходе ниобия из нормального в сверхпроводящее состояние обусловлено довольно значительным повышением высоты барьеров

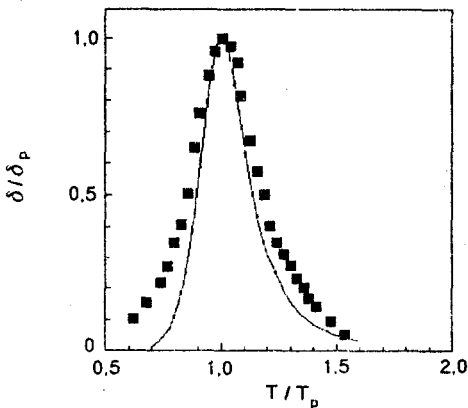


Рис. 12. Сопоставление формы экспериментально наблюдаемого релаксационного пика (■) с теоретической зависимостью (10) (сплошная линия).

$U_{ns} = U_{0s} - U_{0n} \approx 1,08$ мэВ, т.е. повышением жесткости решетки по отношению к пластическому сдвигу в направлении (111). Этот эффект коррелирует с общей тенденцией смягчения сдвиговой жесткости решетки ряда переходных металлов при понижении температуры в области $T > T_c$ и ее стабилизации (повышением жесткости) сверхпроводящим переходом [33-35].

В заключение авторы благодарят С. В. Лубенца за полезные обсуждения и Х. -Й. Кауфманна и Т. П. Коваленко за помощь в получении образцов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда, грант No. U9T000.

Приложение

Акустическая релаксация на геометрических перегибах

Как уже отмечалось во введении, основы механики отдельного перегиба и цепочек взаимодействующих между собой геометрических перегибов на дислокации изложены в работах [9,10] и в монографии [11]. Однако в названных публикациях с достаточной полнотой обсуждены только отдельные аспекты динамики перегибов. Некоторые важные вопросы, например диффузионное движение перегибов и влияние на такое движение электронного трения, ранее практически не обсуждались. Поэтому нам представляется целесообразным начать анализ с изложения основных положений динамической теории перегибов, которые будут использованы при интерпретации обсуждаемых в настоящей работе экспериментальных результатов. При этом, наряду с перечислением известных положений, мы обсудим с единой точки зрения некоторые новые аспекты данной проблемы.

Отдельный изолированный перегиб (рис. 10,а), имеющий ширину λ и массу m (см. (4)) в отсутствие внешнего напряжения будет совершать одномерное случайное движение в рельефе Пайерлса второго рода $U(x)$ (рис. 10,б), определяемое уравнением движения для центра перегиба $x_k(t)$:

$$m\ddot{x}_k + \beta_e \dot{x}_k + \frac{d}{dx_k} U(x_k) = f_T, \quad (\text{П.1})$$

где f_T — случайная тепловая сила (сила Ланжевена); \dot{x}_k и \ddot{x}_k — скорость и ускорение центра перегиба; β_e — коэффициент электронного трения перегиба. Согласно [23], порядок величины β_e в нормальном металле определяется выражением

$$\beta_e \approx \frac{a^2 b}{\lambda} \rho_F n_e, \quad (\text{П.2})$$

где n_e и ρ_F — плотность и фермиевский импульс электронов проводимости. Отметим, что возможность разделения сил $f_e = \beta_e \dot{x}_k$ и f_T в уравнении (П.1) связана с несоизмеримостью характерных временных масштабов формирования этих сил: сила электронного трения формируется за время столкновения электрона с перегибом $\lambda/v_F \sim 10^{-15}$ с (v_F — фермиевская скорость электрона), тогда как характерный масштаб изменения тепловой силы соответствует периоду решеточных колебаний $a/s \sim 10^{-13}$ с (s — скорость звука).

Под действием силы f_T перегиб будет совершать диффузионные скачки между соседними минимумами в рельефе $U(x)$ (между точками А и А' через барьер В на рис. 10,б). Частота скачков ν_d вычислена в работе Крамерса [30] в приближении классической теории тепловых флуктуаций:

$$\nu_d = \frac{1}{4\pi m} \left(\frac{U'_A}{U'_B} \right)^{1/2} \times \left(\sqrt{\beta_e^2 + 4mU'_B} - \beta_e \right) \exp(-U_0/k_B T). \quad (\text{П.3})$$

Здесь U_0 — высота барьера; $U'_{A,B}$ — значения модуля второй производной от функции $U(x)$ в точках минимума (А) и максимума (В). Тепловое движение перегиба на макроскопические расстояния (большие по сравнению с периодом рельефа $U(x)$) описываются коэффициентом диффузии $D = b^2 \nu_d$. Такое движение можно описать усредненной динамической переменной $u(t) = \overline{x_k(t)}$ и соответствующими ей средней скоростью \dot{u} и ускорением \ddot{u} (усреднение производится по большому числу диффузионных скачков через барьеры).

Если в плоскости скольжения дислокации с перегибом действует однородное и постоянное во времени сдвиговое напряжение σ , то на перегиб в направлении оси x действует сила $f_\sigma = a b \sigma$ [11], которую следует добавить в правую часть уравнения (П.1). При достаточно малых значениях напряжения, когда $|f_\sigma| \ll \max |dU/dx|$, действие этой силы приводит к диффузионному дрейфу перегиба со средней скоростью $\dot{u} = \text{const}$, пропорциональной f_σ : $\dot{u} = \beta_d^{-1} f_\sigma$. Величину $f_d = \beta_d \dot{u}$ можно рассматривать как силу вязкого трения, а коэффициент трения β_d связан с коэффициентом диффузии D известным соотношением Эйнштейна (см., например, [31]):

$$\beta_d = k_B T / D = k_B T / b^2 \nu_d. \quad (\text{П.4})$$

Представления о диффузионной вязкости сохраняются и при описании движения перегиба в неоднородном и переменном во времени поле напря-

жений $\sigma(x, t)$, если характерные масштабы пространственной неоднородности и изменения во времени напряжения значительно превышают период рельефа b и время скачка ν_d^{-1} соответственно.

Согласно изложенным выше соображениям, в металлических кристаллах движение перегибов в рельефе Пайерлса второго рода сопровождается вязким торможением двух типов. Первый из них — электронная вязкость: соответствующая сила трения $f_e = \beta_e \dot{x}_k$ формируется за очень малые времена порядка времени столкновения электрона с перегибом. Второй тип торможения — диффузионная вязкость: сила трения $f_d = \beta_d \dot{u}$ ($\dot{u} = \dot{x}_k$) формируется за значительно большие времена (порядка среднего времени единичного диффузионного скачка).

Важным нетривиальным обстоятельством является вывод Крамерса о зависимости диффузионной вязкости β_d от динамической вязкости β_e . Согласно формулам (П.3) и (П.4), эта зависимость становится существенной для сильно задемпфированной частицы при $\beta_e \gg 4mU_B''$. Выполнение данного неравенства в нормальном состоянии металла позволило бы значительно изменять (увеличивать) диффузионную подвижность перегиба сверхпроводящим переходом, резко уменьшающим величину β_e ниже T_c [23]:

$$\beta_s = 2\beta_n \{1 + \exp[\Delta(T)/k_B T]\}^{-1}, \quad T < T_c, \quad (\text{П.5})$$

где $\Delta(T)$ — энергетическая щель сверхпроводника. Этот эффект — один из возможных механизмов влияния сверхпроводящего перехода на дислокационный вклад во внутреннее трение металла.

В связи с указанным выше обстоятельством целесообразно записать выражение для коэффициента диффузии перегиба в двух предельных случаях — малой и большой динамической вязкости:

$$D = D_0 \exp(-U_0/k_B T), \quad (\text{П.6})$$

$$D_0 = \frac{b^2}{4\pi m} [U_A''/U_B'']^{1/2} (\sqrt{\beta_e^2 + 4mU_B''} - \beta_e);$$

$$D_0 = \begin{cases} \frac{b^2}{2\pi} [U_A''/m]^{1/2}, & \beta_e^2 \ll 4mU_B''; \quad (\text{П.7a}) \\ \frac{b^2}{2\pi} [U_A'' U_B'']^{1/2} \frac{1}{\beta_e}, & \beta_e^2 \gg 4mU_B''. \quad (\text{П.7b}) \end{cases}$$

Если для рельефа $U(x)$ принять синусоидальную форму $U(x) = \frac{1}{2} U_0 [1 - \cos(2\pi x/b)]$, то условие $\beta_e^2 \gg 4mU_B''$ сводится к неравенству $(b\beta_e)^2 \gg 8\pi^2 m U_0$. Для стандартного ОЦК металла $\beta_e \sim 10^{-12}$ г/с, $b \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см, а масса перегиба

$m \leq 10^{-23}$ г, поэтому условие сильного влияния электронного трения на диффузию перегиба реализуется только при значениях $U_0 < 10^{-6}$ эВ. Это довольно малые значения, тем не менее обсуждаемый эффект априори отбрасывать нельзя, так как никаких ограничений общего характера снизу на величину барьера U_0 не существует. Заметим, что компьютерное моделирование движения перегиба на винтовых дислокациях в ОЦК металлах дает значение $U_0 \sim 10^{-3}$ эВ [28,29]; при такой высоте барьеров влияние электронного трения на диффузионную подвижность перегибов пренебрежимо мало.

Рассмотрим теперь взаимодействие акустического поля с отдельным сегментом длиной L , образовавшимся в результате действия термоупругих напряжений (рис. 9, в, 10, в). При достаточно больших значениях длины исходного сегмента L и не очень больших концентрациях примесей сегменты L будут содержать большое число N_L перегибов, разделенных прямолинейными участками $l = L/N_L \gg \lambda \gg b$. Перегибы взаимодействуют между собой посредством дальнедействующих сил кулоновского типа [9,11], поэтому в состоянии механического равновесия они образуют эквидистантную цепочку, закрепленную на концах примесными атомами и узлами дислокационной сетки (рис. 10, в). Пусть в плоскости скольжения сегмента акустическое поле создает сдвиговую компоненту напряжений $\sigma(t) = \sigma_0 \exp(i\omega t)$. В условиях реального эксперимента $\omega \leq 10^8$ с $^{-1} \ll \nu_d$ и длина звуковой волны $2\pi s/\omega \geq 10^{-2}$ см $\gg L$, что позволяет считать напряжение σ однородным на длине сегмента. При достаточно малых амплитудах звука цепочка будет испытывать малые колебания, при которых отдельный перегиб с номером n будет диффундировать в рельефе $U(x)$, смещаясь из положения равновесия $x_n = ln$ на величину $u_n(t)$ ($\max |u_n| \gg b$, $|u_{n+1} - u_n| \ll D$). Уравнение движения, описывающее такие колебания, имеет вид

$$m\ddot{u}_n + \beta_d \dot{u}_n + \sum_{n'} f_{nn'} = f_\sigma, \quad (\text{П.8})$$

где $f_{nn'}$ обозначает силу взаимодействия двух отдельных перегибов. Интересующие нас решения уравнения (П.8) должны удовлетворять условию обращения в нуль на концах цепочки при $n = 0$ и $n = N_L = L/l$.

В общем случае сила взаимодействия перегибов $\sum_{n'} f_{nn'}$ определяется сложным и неудобным для дальнейших вычислений выражением. Однако если искать решение уравнения (П.8) в виде ряда

$$u_n(t) = \sum_{k=0}^{\infty} q_k(t) \sin \frac{\pi x_n}{L} (2k+1)$$

и ограничиться рассмотрением резонансного взаимодействия звука с основной гармоникой цепочки $u_n(t) = q_0(t) \sin(\pi x_n/L)$, то эта сила приобретает простой вид [11]:

$$\sum_{n'} f_{nn'} = \frac{\pi^2 a^2}{L^2 l} E_L u_n, \quad (\text{П.9})$$

$$E_L = \frac{Gb^2}{4\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \ln N_L.$$

Здесь E_L — эффективная линейная энергия цепочки; ν — коэффициент Пуассона. Используя также тождество

$$\frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} \sin \frac{\pi x_n}{L} (2k+1) \equiv 1,$$

уравнение движения для основной гармоники $q_0(t)$ можно привести к виду

$$m\ddot{q}_0 + \beta_d \dot{q}_0 + \frac{\pi^2 a^2}{L^3} E_L N_L q_0 = \frac{\pi}{4} f_\sigma. \quad (\text{П.10})$$

Действие периодической силы $f_\sigma = ab\sigma_0 e^{i\omega t}$ вызывает смещение $q_0(t) = q_0^\omega e^{i\omega t}$, где

$$q_0^\omega = \frac{1}{4} \frac{\pi ab\sigma_0}{\pi^2 a^2 E_L N_L / L^3 + i\beta_d \omega - m\omega^2}. \quad (\text{П.11})$$

Смещение отдельного перегиба создает деформацию abu_n , поэтому сдвиговая компонента тензора неупругой деформации образца γ_a , обусловленная основной гармоникой колебаний совокупности одинаковых цепочек перегибов, равна

$$\begin{aligned} \gamma_a(t) &= \rho_L ab_n \sum_{n=0}^{N_L} u_n(t) = \rho_L abq_0(t) \sum_{n=0}^{N_L} \sin\left(\frac{n\pi x_n}{L}\right) \approx \\ &\approx \rho_L abq_0(t) \int_0^L \frac{dx}{l} \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) = \frac{2}{\pi} \rho_L abN_L q_0(t), \end{aligned} \quad (\text{П.12})$$

где ρ_L — количество сегментов L в единице объема.

Представим полную акустическую деформацию макроскопического элемента образца ϵ в виде суммы упругой и неупругой составляющих:

$$\epsilon = M_0^{-1} \sigma + \epsilon_a, \quad (\text{П.13})$$

где M_0 — нерелаксированный модуль упругости для рассматриваемой компоненты деформации; ϵ_a

— неупругая деформация, обусловленная движением перегибов. Строгое вычисление ϵ_a требует усреднения выражения (П.12) для γ_a по всем системам скольжения, содержащим цепочки перегибов, с учетом их ориентационных факторов и статистического разброса величин L и N_L . Решение такой задачи в настоящее время не представляется возможным, поэтому мы воспользуемся вместо строгой процедуры усреднения заменой $\rho_L N_L \rightarrow \Theta \rho_k$ (Θ — усредненный ориентационный фактор; ρ_k — среднее число перегибов в единице объема) и заменой L и N_L их среднестатистическими значениями. После этого связь между напряжением σ и полной деформацией ϵ при акустических колебаниях приобретает вид

$$\sigma^\omega \equiv \tilde{M}(\omega) \epsilon^\omega, \quad (\text{П.14})$$

$$\begin{aligned} \tilde{M}(\omega) &= \\ &= M_0 \left[1 + \frac{M_0 \Theta \rho_k L^3 a^2 b^2}{2(\pi^2 a^2 E_L N_L + iL^3 \beta_d \alpha \omega - L^3 m\omega^2)} \right]^{-1} \end{aligned}$$

Комплексный модуль упругости $\tilde{M}(\omega)$ полностью определяет релаксационные свойства материала. Измеряемые в экспериментах величины — дефект модуля $\Delta M/M_0$ и декремент δ — определяются реальной и мнимой частями $\tilde{M}(\omega)$:

$$\frac{\Delta M}{M_0} = 1 - \frac{\text{Re } \tilde{M}(\omega)}{M_0}, \quad \delta = \pi \frac{\text{Im } \tilde{M}(\omega)}{\text{Re } \tilde{M}(\omega)}. \quad (\text{П.15})$$

Оценки показывают, что в реальных ситуациях входящие в выражение для $\tilde{M}(\omega)$ параметры с большим запасом удовлетворяют неравенствам

$$\frac{M_0 \Theta \rho_k L^3 b^2}{2\pi^2 E_L N_L} \ll 1, \quad \frac{mL^3 \omega^2}{\pi^2 a^2 E_L N_L} \ll 1, \quad \frac{m\omega}{\beta_d} \ll 1.$$

В первом приближении по этим параметрам выражение для $\tilde{M}(\omega)$ приобретает вид

$$\tilde{M}(\omega) \approx M_0 \left[1 - \frac{\Delta_m}{1 + \tau_d^2 \omega^2} + i\Delta_m \frac{\tau_d \omega}{1 + \tau_d^2 \omega^2} \right], \quad (\text{П.16})$$

$$\Delta_m = \frac{M_0 \Theta b^2 L^3 \rho_k}{2\pi^2 E_L N_L}, \quad \tau_d = \frac{L^3 \beta_d}{\pi^2 a^2 E_L N_L}. \quad (\text{П.17})$$

В этом же приближении дефект модуля и декремент затухания описываются выражениями, отвечающими модели стандартного линейного тела [8]:

$$\frac{\Delta M}{M_0} = \frac{\Delta_m}{1 + \tau_d^2 \omega^2}, \quad \delta = \pi \Delta_m \frac{\tau_d \omega}{1 + \tau_d^2 \omega^2}. \quad (\text{П.18})$$

1. E. J. Kramer and C. L. Bauer, *Phys. Rev.* **163**, 407 (1967).
2. P. P. Pal-Val, V. D. Natsik, H. -J. Kaufmann, and A. S. Sologubenko, *Materials Science Forum* **119-121**, 117 (1993).
3. G. Cannelli, R. Cantelli, and F. Cordero, *Phys. Rev.* **B34**, 7721 (1986).
4. В. Е. Милошенко, *ФТТ* **29**, 2545 (1987).
5. E. Dresher-Krasicka and A. V. Granato, *J. Phys. (Paris)* **46**, C10-73 (1985).
6. K. F. Huang, A. V. Granato, and H. K. Birnbaum, *Phys. Rev.* **B32**, 2178 (1985).
7. В. Д. Нацик, *ФТТ* **16**, 526 (1974).
8. A. S. Nowick and B. S. Berry, *Inelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York (1965), Ch. 3.
9. G. Alefeld, *J. Appl. Phys.* **36**, 2633 (1965).
10. G. Alefeld, *J. Appl. Phys.* **36**, 2642 (1965).
11. J. P. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York (1968).
12. B. Fellmuth, D. Elefant, and J. -I. Mönch, *Phys. Status Solidi* **A100**, 597 (1987).
13. П. П. Паль-Валь, Х. -Й. Кауфманн, *ФНТ* **9**, 325 (1983).
14. R. de Batist, *Internal Friction of Structural Defects in Crystalline Solids*, North-Holland, Amsterdam — London (1972).
15. A. V. Granato and K. Lücke, *J. Appl. Phys.* **27**, 583 (1956).
16. А. Зегер, П. Шиллер, в кн.: *Физическая акустика*, Мир, Москва (1969), т. 3, ч. А, с. 428.
17. M. Koiwa and R. R. Hasiguti, *Acta Met.* **13**, 1219 (1965).
18. V. D. Natsik and H. -J. Kaufmann, *Phys. Status Solidi* **A65**, 571 (1981).
19. V. I. Startsev, in: *Dislocations in Solids*, North-Holland, Amsterdam — New York — Oxford (1983), V. 6, p. 142.
20. V. D. Natsik and P. P. Pal-Val, *Mater. Sci. and Eng.* **A164**, 312 (1993).
21. A. Hikata and C. Elbaum, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2418 (1985).
22. В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом, *УФН* **115**, 3 (1975).
23. М. И. Каганов, В. Я. Кравченко, В. Д. Нацик, *УФН* **3**, 655 (1973).
24. К. Гарланд, в кн.: *Физическая акустика*, Мир, Москва (1974), т. 7, 61.
25. L. P. Kubin, *Comments Condensed Matter. Phys.* **14**, 67 (1988).
26. H. -J. Kaufmann, A. Luft, and D. Schulze, *Crystal Res. and Technol.* **19**, 357 (1984).
27. A. Seeger and C. Wüthrich, *Nuovo Cimento* **B33**, 38 (1976).
28. P. S. Gehlen, in: *Interatomic Potentials and Simulation of Lattice Defects*, Plenum Press, New York — London (1972), p. 475.
29. О. В. Клявин, Н. П. Лиходеев, А. Н. Орлов, *ФТТ* **27**, 3388 (1985).
30. H. A. Kramers, *Physica* **7**, 284 (1940).
31. C. V. Heer, *Statistical Mechanics, Kinetic Theory, and Stochastic Processes*, Academic Press, New York — London (1972).
32. Дж. Алерс, в кн.: *Физическая акустика*, Мир, Москва (1969), т. 4А, 322.
33. J. Ranninger, *J. Phys. F: Metal Phys.* **5**, 1083 (1975).
34. С. В. Вонсовский, Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *Сверхпроводимость переходных металлов*, Наука, Москва (1977).
35. T. Suzuki, V. Nohara, Y. Maeno, T. Fujita, I. Tanaka, and H. Kojima, *J. Superconduct.* **7**, 419 (1994).
36. В. Е. Милошенко, А. М. Рощупкин, Г. Е. Шунин, *ФНТ* **3**, 1118 (1977).

Dislocation mechanism of low-temperature acoustic relaxation in niobium

P. P. Pal-Val, V. D. Natsik, and L. N. Pal-Val

The influence of impurity concentration, orientation, cooling rate, and preliminary plastic deformation on the acoustic relaxation is studied on mono- and polycrystals of normal and superconducting niobium at 2–12 K. On the basis of the analysis of experimental results, the hypothesis has been advanced for the first time stating that the thermally activated motion of kinks in the screw dislocations of the slip system $\{111\}\{011\}$ over the second-order potential Peierls barriers is the microscopic mechanism of the acoustic relaxation in niobium at helium temperatures. The relaxation theory is proposed, which is based on the model of resonance sound interaction with dislocation kink chains formed on screw dislocations due to thermoelastic stresses in the process of fast cooling of the sample. The volume density of the kinks is estimated from a comparison of theoretical and experimental data. The height of the second-order Peierls barriers and its change with the superconducting transition are found.