

Пластическое течение твердого ^3He через пористую упругую пленку

А.А. Лисунов, В.А. Майданов, В.Ю. Рубанский, С.П. Рубец, Э.Я. Рудавский, С.Н. Смирнов

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

Статья поступила в редакцию 3 июня 2016 г., опубликована онлайн 24 октября 2016 г.

В области температур 0,1–1 К проведено исследование пластического течения твердого ^3He через металлизированную пористую упругую полимерную пленку, замороженную в кристалл. Течение вызывалось механическими напряжениями в кристалле, которые создавались внешней электрической силой. Скорость пластического течения твердого гелия определялась по изменению емкости измерительного конденсатора, в котором металлизированная поверхность пленки служила подвижным электродом. На полученных температурных зависимостях скорости пластического течения $V(T)$ четко идентифицированы два участка. Выше $\sim 0,2$ К величина V уменьшается по экспоненциальному закону при понижении температуры, что соответствует термически активированному режиму пластического течения. При более низких температурах V не зависит от температуры, что свидетельствует о квантовом пластическом течении. В области термоактивации выполнен подробный анализ экспериментальных данных и определены эмпирические значения активационного объема, энергии активации и величины порогового механического напряжения, начиная с которого возникает макроскопическое пластическое течение. Обнаружено, что величина активационного объема в 30–70 раз больше атомного объема, что свидетельствует о масштабе структурных перестроек в кристалле при элементарных актах пластического течения, значительно превышающем атомный размер. При этом значения энергии активации близки к величинам энергии активации вакансий. Полученные экспериментальные результаты проанализированы в рамках диффузионно-вакансионной и дислокационных моделей пластического течения. В рамках дислокационной модели проведена оценка температуры, ниже которой дислокации преодолевают барьер Пайерлса путем квантового туннелирования. В Приложении рассмотрены физические основы использованной методики, а также те результаты теории движения дислокаций в рельефе Пайерлса, которые использовались для анализа характеристик пластического течения твердого ^3He .

В області температур 0,1–1 К проведено дослідження пластичного плину твердого ^3He крізь металізовану пористу пружну полімерну плівку, заморожену в кристал. Плин викликався механічними напруженнями в кристалі, які створювались зовнішньою електричною силою. Швидкість пластичного плину твердого гелію визначалась по зміні ємності вимірювального конденсатора, в якому металізована поверхня плівки була рухомим електродом. На одержаних температурних залежностях швидкості плину $V(T)$ були чітко ідентифіковані дві області. Вище $\sim 0,2$ К величина V зменшувалась із зниженням температури за експоненціальним законом, що відповідає термічно активованому режиму пластичного плину. При більш низьких температурах швидкість V не залежала від температури, що свідчить про квантовий пластичний плин. У термоактиваційній області проведено докладний аналіз експериментальних результатів та визначено емпіричні значення таких параметрів: активаційного об'єму, енергії активації та порогового механічного напруження, починаючи з якого виникає макроскопічний пластичний плин. Виявлено, що значення активаційного об'єму в 30–70 раз більше, ніж атомний об'єм. Це свідчить, що масштаб структурної перебудови в кристалі при елементарних актах пластичного плину, значно перевищує атомний розмір. При цьому значення енергії активації близькі до енергії активації вакансій. Одержані експериментальні результати проаналізовані у рамках дифузійно-вакансійної та дислокаційних моделей пластично-

го плину. В рамках дислокаційної моделі проведено оцінку температури, нижче якої дислокації долають бар'єр Пайерлса шляхом квантового тунелювання. У Додатку розглянуті фізичні основи використаної методики, а також ті результати теорії руху дислокацій у рел'єфі Пайерлса, які використовувались для аналізу характеристик пластичного плину твердого ^3He .

PACS: 62.20.F– Деформація и пластичность;
67.80.–s Квантовые кристаллы;
 67.80.D– Твердый ^3He ;
 67.80.dj Дефекты, примеси и диффузия.

Ключевые слова: твердый гелий, пластическое течение, энергия активации, активационный объем, квантовая пластичность, вакансии, дислокации.

1. Введение

Одной из актуальных задач физики пластичности кристаллов является выяснение свойств дефектов и идентификация физических механизмов, контролирующих процессы пластической деформации в твердом теле. Особым своеобразием пластическое течение должно отличаться в квантовых кристаллах гелия, где дефекты могут быть делокализованы и обладать свойствами квазичастиц. Изучение пластических свойств твердого гелия стало особенно актуальным в последнее время, когда обнаруженные в нем при низких температурах аномальные эффекты стали связывать с его вязко-упругими свойствами и особым поведением дефектов [1–3].

Реализация процесса макроскопического пластического течения в твердом гелии возможна только в замкнутом объеме измерительной ячейки, что в большинстве случаев соответствует условию постоянства объема кристалла гелия. Поскольку образцы твердого гелия для исследования их физико-механических свойств традиционными методами механических испытаний невозможно приготовить в свободном состоянии, то процесс пластического течения обычно инициируется с помощью замороженных в кристалл специальных конструктивных элементов, которые заставляют смещаться под действием на них внешних сил. Так были проведены первые эксперименты в твердом ^4He [4,5], где пластическое течение в кристалле гелия было вызвано движением замороженного шарика или пластины. В последующей серии экспериментов [6] изучалось течение твердого ^4He через пористую пленку в области температур 1,3–1,7 К. Недавнее исследование пластического течения твердого ^4He при более низких температурах (вплоть до 100 мК) [7,8] показало, что этот процесс является термически активированным во всей температурной области. При этом с понижением температуры изменяется характер пластического течения, сильно уменьшается скорость течения и энергия активации.

Что касается более квантового кристалла — твердого ^3He , то интерес к его пластическим свойствам значительно возрос после того, как недавно были прове-

дены измерения модуля сдвига и торсионные эксперименты [9,10], и были получены нетривиальные результаты. Оказалось, что аномальное поведение твердого ^3He во многом отличается от ^4He . Пластическое течение твердого ^3He ранее исследовалось лишь при температурах выше $\approx 0,5$ К [11,12]. Только совсем недавно такие эксперименты были проведены при температурах ниже 0,5 К с использованием высокочувствительной емкостной измерительной техники. Полученные результаты были опубликованы в виде предварительного краткого сообщения [13]. В [6–8,12,13] исследовалось пластическое течение твердого гелия через перфорированную упругую полимерную пленку, с помощью которой создавались механические напряжения в образцах. Применение этой методики позволило получить значительный объем результатов, провести физический анализ и сопоставление экспериментальных данных с вакансионной и дислокационной моделями пластического течения в твердом гелии. Однако в опубликованных работах эта методика, ее физические основы и экспериментальные возможности описаны очень кратко, что может затруднить понимание тонкостей эксперимента и теоретической интерпретации результатов.

В данной работе продолжено исследование пластического течения твердого ^3He , а также проведен физический анализ и сопоставление экспериментальных данных с моделями пластического течения с учетом свойств квантовых кристаллов. В Приложениях подробно излагаются физические основы экспериментальной методики, позволяющие более полно реализовать ее возможности в экспериментах, а также результаты теории движения дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса, использованные при анализе механизмов пластичности твердого гелия.

2. Экспериментальная методика

2.1. Измерительная ячейка

На рис. 1 приведена общая схема измерительной ячейки для изучения пластического течения твердого ^3He , представляющая собой цилиндрическую полость с радиусом $R = 10$ мм, разделенную перфорированной упругой полимерной пленкой на две камеры — камера

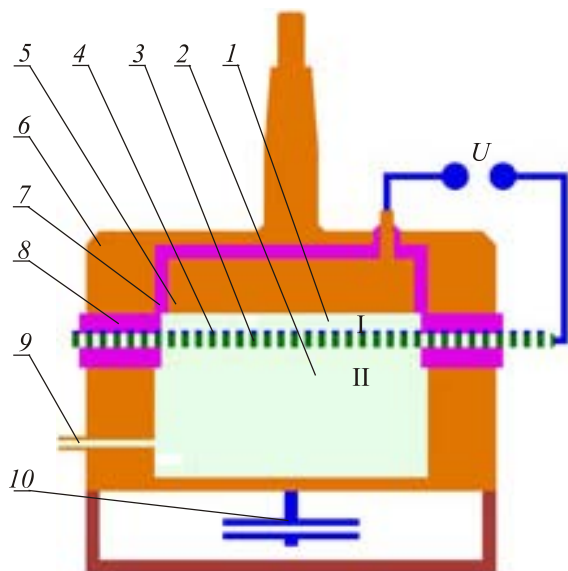


Рис. 1. Схема конструкции измерительной ячейки. 1 — камера I, 2 — камера II, 3 — перфорированная полимерная пленка, 4 — металлизированный слой (подвижный электрод), 5 — неподвижный электрод, 6 — корпус ячейки, 7 — электроизолятор, 8 — электроизоляционная прокладка, 9 — капилляр заполнения, 10 — емкостной датчик давления

I и камера II. Полимерная пленка 3 толщиной 10 мкм имела металлизированную поверхность 4 и сквозные отверстия диаметром 6–8 мкм (каналы), пористость пленки составляла $H \approx 0,18$.

Камера I — основной элемент экспериментальной ячейки для изучения пластического течения твердого гелия — ограничена электродами измерительного конденсатора, образованного неподвижным электродом 5 и металлизированной поверхностью 4 полимерной пленки 3, которая являлась подвижным электродом. Неподвижный электрод 5 — составная часть корпуса измерительной ячейки 6, жестко связанная с другими элементами корпуса слоем электроизолирующего материала 7. Обозначим разность электрических потенциалов на электродах конденсатора символом U . Высота камеры I при равной нулю разности электрических потенциалов на электродах конденсатора составляла $h_0^I \approx 25 \cdot 10^{-3}$ мм (расстояние между электродами), камера II имела высоту 2 мм. Исследуемый твердый гелий заполнял весь объем измерительной ячейки: находился в камерах I и II, расположенных по обе стороны от полимерной пленки, и в ее каналах.

Пластическое течение твердого гелия в измерительной ячейке вызывалось механическими напряжениями, которые создавались электрическими силами при $U \neq 0$, действующими на металлизированную поверхность полимерной пленки. Под действием возникающих в кристалле механических напряжений твердый гелий перетекал через отверстия (каналы) в полимерной пленке из одной камеры в другую, что вызывало сме-

щение пленки, которое регистрировалось с помощью прецизионных емкостных измерений.

2.2. Приготовление образцов

Использованный в экспериментах ^3He предварительно подвергался ректификации для очистки от примесей ^4He в специальной безнасадочной колонке. В очищенном ^3He возможная атомная концентрация примеси ^4He не превышала 10^{-5} . Об этом свидетельствовал тот факт, что кристаллы очищенного ^3He , охлажденные до 40 мК, не проявляли никаких признаков фазового расслоения.

Измерительная ячейка была связана с камерой растворения рефрижератора растворения через слабую тепловую связь, а температура ячейки определялась по пленочному термометру сопротивления из RuO_2 , который был прокалиброван по кристаллизационному термометру, основанному на кривой плавления ^3He . Давление гелия в измерительной ячейке измерялось *in situ* с помощью специального емкостного датчика 10 (рис. 1) и емкостного моста BR-2827.

Перед кристаллизацией измерительная ячейка заполнялась жидким гелием через капилляр заполнения 9 (рис. 1). Кристаллизация гелия в измерительной ячейке проводилась при постоянном объеме методом блокировки капилляра. Блокировка капилляра выполнялась при температуре выше $\approx 1,5$ К, а последующее охлаждение системы осуществлялось с малой скоростью в течение 40 мин до полной кристаллизации гелия в измерительной ячейке. Таким способом приготавливались образцы твердого гелия с различными молярными объемами Ω_m от 21,66 до 24,43 см³/моль.

Исследовалось несколько образцов с одинаковыми молярными объемами с целью получения надежного набора экспериментальных результатов, достаточного для выявления закономерностей пластического течения, оценки случайных факторов и адекватного анализа результатов. Исследуемые образцы приготавливали следующим образом. Образец, полученный при первой кристаллизации, после проведения цикла механических испытаний расплавлялся при заблокированном капилляре, а затем проводилась вторая кристаллизация жидкого гелия путем понижения температуры. В результате получался новый образец с тем же молярным объемом Ω_m , на котором также проводились механические испытания. Этим методом (расплавление–кристаллизация) приготавливались, а затем испытывались несколько образцов с одинаковым молярным объемом.

Все выращенные в измерительной ячейке образцы твердого ^3He имели кристаллическую структуру с ОЦК решеткой. Дефектная структура образцов специальными методами не исследовалась и не контролировалась. С высокой вероятностью образцы являлись поликристаллами, структура которых даже при одинаковой величине объема Ω_m могла отличаться.

2.3. Процедура исследования пластических свойств твердого гелия

В экспериментах кристаллизация образцов проводилась при разности электрических потенциалов на обкладках измерительного конденсатора U равной нулю. После кристаллизации полимерная пленка имела плоскую форму, а измерительный конденсатор был плоскопараллельным. Отметим, что при $U = 0$ емкость измерительного конденсатора составляла ≈ 100 пФ и при постоянной температуре не изменялась со временем с точностью $\sim 10^{-4}$ пФ. Это свидетельствовало об отсутствии макроскопического пластического течения в твердом ^3He при $U = 0$. Далее температура ячейки понижалась до значения, при котором проводились исследования пластичности.

Измерения проводились при разных температурах и механических напряжениях в кристалле гелия. При заданной температуре (стабильность температуры составляла $\pm 0,1$ мК) на измерительный конденсатор подавалась разность потенциалов U , которая вызывала механические напряжения σ в камере I (см. разд. 2.4.). При этом регистрировалась зависимость от времени емкости измерительного конденсатора $C(t)$ (кривые ползучести). Емкость конденсатора необратимо увеличивалась со временем, что свидетельствовало о перетекании твердого гелия через каналы в полимерной пленке из камеры I в камеру II. В процессе эксперимента величина U изменялась со временем ступенчато (при постоянной температуре). На каждой ступеньке значение U было постоянным в течение времени (от нескольких до десятков минут), необходимого для надежного измерения величины dC/dt . Таким образом, измерения производной dC/dt проводились при постоянных во времени величинах механических напряжений σ (см. формулу (1)), значения которых изменялись в интервале $0-6 \cdot 10^3$ Па.

После окончания измерений при некоторой фиксированной температуре температура образца изменялась и поддерживалась постоянной, и цикл измерений dC/dt повторялся при тех же значениях U , а следовательно, и σ (поскольку изменение емкости конденсатора вследствие пластического течения ^3He за все время исследования одного образца не превышало 1%). По величине dC/dt рассчитывалось значение средней скорости пластического течения твердого гелия (см. разд. 2.4.). Таким способом были получены зависимости скорости пластического течения от механического напряжения σ при постоянных температурах, а также зависимости скорости пластического течения от температуры при постоянных значениях σ . Следует отметить, что циклы измерений проводились как при охлаждении образца, так и при его отопреве, а некоторые эксперименты проводились по комбинированным схемам: охлаждение–отогрев или отопре–охлаждение.

Основные измерения были проведены в интервале температур $0,1-1,0$ К, при этом верхний предел по температуре был ограничен возможностью проведения эксперимента при выполнении условия $\sigma = \text{const}$ в предплавильной области, где скорость пластического течения возрастала на порядки, а емкость конденсатора заметно изменялась за короткое время. Эмпирические значения параметров, характеризующих скорость пластического течения в образцах, с разной величиной молярного объема Ω_m приведены в табл. 1 (см. разд. 4).

2.4. Основные характеристики пластического течения твердого гелия

После кристаллизации гелия перед подачей разности потенциалов на обкладки измерительного конденсатора и перед началом регистрации пластического течения измерительный конденсатор являлся плоским. Это состояние контролировалось сравнением значений емкости до начала кристаллизации и после ее окончания. Поскольку при $T < 1,5$ К диэлектрическая проницаемость ε жидкого и твердого гелия отличается менее чем на 1%, практическое совпадение значений емкости конденсатора при наличии в нем жидкости и кристалла свидетельствовало о его плоской конфигурации.

После приложения к электродам конденсатора разности потенциалов U на металлизированную поверхность полимерной пленки начинала действовать электрическая сила, в результате чего в твердом гелии, находящемся в камере I, возникали сжимающие механические напряжения. Подробный анализ электрических характеристик конденсатора и упругонапряженного состояния в измерительной ячейке приведен в Приложении 1.

После окончания полного цикла измерений на каком-либо образце относительное изменение емкости конденсатора составляло $\approx 0,01$, что свидетельствовало о малом среднем смещении полимерной пленки и, соответственно, малом изменении расстояния между электродами конденсатора относительно величины начального зазора h_0^I . В этом случае, как показано в Приложении 1, относительным изменением величин электрических и механических сил в измерительной ячейке за время измерения при каждом фиксированном значении U (при заданной температуре) можно пренебречь и считать, что эксперименты проводились при стационарном упруго-напряженном состоянии в твердом гелии. Поэтому зарегистрированные зависимости $C(t)$ будем называть «кривыми ползучести», полученными при постоянных механических напряжениях, величина которых определяется формулой (П1.15) из Приложения 1

$$\sigma = \frac{C^2(t_0)}{2\varepsilon\varepsilon_0 S^2} U^2, \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость твердого гелия, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ ф/м, $C(t_0)$ — значение емкости конденсатора в начальный момент времени t_0 какого-либо этапа измерения, $S = \pi R^2$.

Средняя скорость смещения поверхности пленки, характеризующая среднюю скорость перетекания гелия из камеры I в камеру II, определяется формулой (П1.14) из Приложения 1:

$$V(t) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{C^2(t_0)} \frac{dC(t)}{dt}. \quad (2)$$

В проведенных экспериментах $\frac{dC(t)}{dt} > 0$ и, соответственно, $V(t) > 0$, согласно (2). Зависимости $V(t)$, вычисленные из зарегистрированных «кривых ползучести» $C(t)$ по формуле (2), будут использоваться в качестве характеристик пластического течения твердого гелия. Нетрудно видеть, что $V(t)$ определяет скорость изменения объема Ω^I твердого гелия в камере I:

$$\frac{d\Omega^I}{dt} = -SV(t). \quad (3)$$

Знак «-» в этой формуле указывает, что объем Ω^I твердого гелия в камере I уменьшался в процессе пластического течения твердого гелия.

Отметим, что формулы (1), (2) (записанные в несколько иной форме) использовались нами в [8,13] без подробного обоснования.

3. Скорость пластического течения твердого гелия

3.1. Временные зависимости емкости измерительного конденсатора после приложения механической нагрузки (кривые ползучести)

Пластическое течение твердого гелия через каналы в полимерной пленке начиналось после приложения к обкладкам измерительного конденсатора разности электрических потенциалов U , которая вызывала появление в кристалле механического напряжения. Первичными экспериментальными данными были зависимости емкости от времени $C(t)$, которые регистрировались при постоянной температуре T и постоянном механическом напряжении σ (кривые ползучести). Вследствие перетекания гелия из камеры I в камеру II пористая полимерная пленка перемещалась в направлении неподвижного электрода, и потому емкость измерительного конденсатора увеличивалась со временем. Для иллюстрации экспериментальных данных удобно использовать зависимости изменения емкости от времени, отсчитываемого от начального момента этапа измерения (условно $t = 0$): $\Delta C(t) = C(t) - C(0)$.

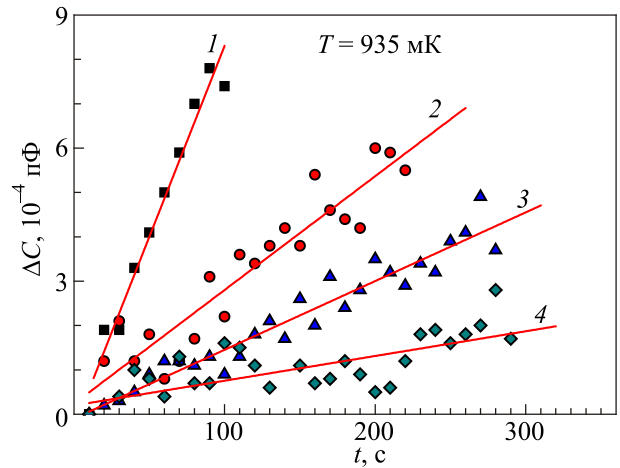


Рис. 2. Изменение емкости измерительного конденсатора со временем после приложения электрического напряжения U и создания в кристалле механического напряжения различной величины σ , 10^2 Па: 5,2 (1), 3,6 (2), 2,3 (3), 1,3 (4). $T = 935$ мК, $\Omega_m = 22,62$ см³/моль.

Типичные кривые ползучести твердого ³Ne при разных значениях напряжения σ , но при постоянной температуре, представлены на рис. 2. Видно, что приведенные зависимости соответствуют установившемуся режиму течения, когда скорость ползучести постоянна, а среднее смещение пленки, согласно (2), линейно зависит от времени. Рисунок 2 показывает, что с уменьшением σ наклон кривых ползучести, а значит, и скорость течения заметно уменьшаются. При этом увеличивается разброс экспериментальных данных и погрешность измерения.

Скорость ползучести сильно зависит также и от температуры, что иллюстрируют типичные графики на рис. 3. При понижении температуры наклон зависимо-

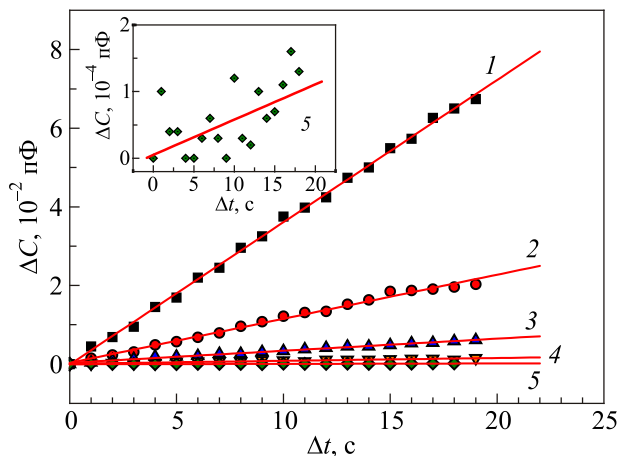


Рис. 3. Временные изменения емкости измерительного конденсатора после появления в кристалле механического напряжения $\sigma = 5,8 \cdot 10^3$ Па при различных температурах T , мК: 1180 (1); 968 (2); 798 (3); 642 (4); 242 (5). $\Omega_m = 22,62$ см³/моль. На вставке зависимость 5 показана в более крупном масштабе.

стей $\Delta C(t)$ становится меньше, а при $T \lesssim 0,2$ К изменение емкости измерительного конденсатора регистрировалось в пределах погрешности измерений.

При регистрации кривых ползучести твердого ^3He в большинстве случаев не наблюдались нестационарные участки, и зависимости $\Delta C(t)$ имели вид, показанный на рис. 2, 3. Поэтому зависимости $\Delta C(t)$, полученные в широком интервале значений σ и T , несмотря на имеющийся разброс экспериментальных значений, можно было с достаточной точностью аппроксимировать линейными зависимостями. После аппроксимации с помощью производных dC/dt , в соответствии с формулой (2) вычислялась скорость V , характеризующая среднюю скорость перетекания гелия из камеры I в камеру II. Отметим, что измерения емкости проводились ежесекундно, в частности, каждая точка на графиках рис. 2 является результатом усреднения измеренных значений за одну минуту. Это означает, что измерение емкости в процессе эксперимента с точностью 10^{-4} пФ приблизительно за 1 час позволяло надежно регистрировать скорость смещения пленки $\approx 10^{-13}$ см/с.

3.2. Температурная зависимость скорости течения твердого гелия. Обнаружение квантового пластического течения

Значения скорости V , зарегистрированные в процессе эксперимента на каждом образце, изменялись в пределах нескольких порядков, поэтому для представления экспериментальных данных используем логарифмический масштаб, который целесообразен для наглядности графических иллюстраций и анализа возможных механизмов пластического течения.

Для иллюстрации общих закономерностей зарегистрированных температурных зависимостей скорости пластического течения на рис. 4 приведены зависимости $\lg V$ от $1/T$, полученные из кривых ползучести при постоянных значениях σ для двух образцов с разным молярным объемом. Оба графика на рис. 4 показывают наличие двух участков с принципиально различной температурой зависимостью $\lg V$, которые далее будем называть высокотемпературным и низкотемпературным участками. На высокотемпературном участке при $T \gtrsim 0,2$ К скорость течения гелия уменьшается экспоненциально при понижении температуры, что обычно характерно для термоактивированного процесса.

В области низких температур ($T < 0,2$ К) скорость течения гелия практически не зависит от температуры, что может свидетельствовать о квантовых механизмах массопереноса. В этой области температур наблюдался большой разброс экспериментальных данных, а область плато выявлялась лишь при достаточно больших механических напряжениях. Отметим, что на нескольких образцах эта область не была обнаружена, что, возможно, связано с особенностями структурного состояния образцов. Сравнение результатов, полученных на образцах с раз-

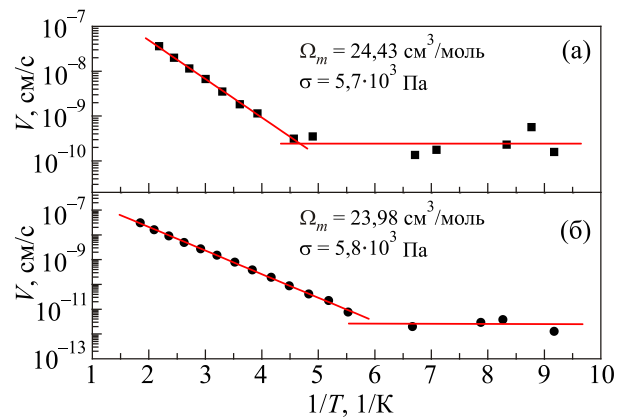


Рис. 4. Зависимость скорости течения твердого гелия от обратной температуры при двух значениях молярного объема и близких значениях механического напряжения: $\Omega_m = 24,43$ см³/моль, $\sigma = 5,7 \cdot 10^3$ Па (а); $\Omega_m = 23,98$ см³/моль, $\sigma = 5,8 \cdot 10^3$ Па (б).

ным молярным объемом (рис. 4(а) и (б)), показывает, что в более плотном кристалле переход в квантовую область наблюдается при более низкой температуре, а скорость течения при этом ниже более чем на порядок, однако использованный метод измерений позволяет ее уверенно регистрировать. Для идентификации возможных носителей массопереноса в низкотемпературной области необходима дополнительная информация о скорости пластического течения, в частности, ее зависимость от величины механического напряжения в кристалле, создаваемого внешней силой.

3.3. Зависимость скорости пластического течения от механического напряжения. Пороговое механическое напряжение

Проведенные эксперименты позволили зарегистрировать скорость пластического течения твердого ^3He при разных значениях механического напряжения σ вплоть до $6 \cdot 10^3$ Па в широком диапазоне температур. Отметим, что с понижением температуры увеличивался разброс измеренных значений скорости, особенно при малых σ . При $T \leq 0,4$ К надежные экспериментальные данные удалось получить лишь при $\sigma \geq 2 \cdot 10^3$ Па.

На рис. 5 для иллюстрации показаны типичные зависимости $\lg V$ от $1/T$, полученные при различных значениях механического напряжения σ для одного из образцов. Видно, что эти зависимости имеют общий характер: скорость монотонно уменьшается с понижением температуры (при постоянном σ) и увеличивается с ростом σ (при постоянной температуре).

Более наглядно увеличение $\lg V$ с ростом механического напряжения σ при различных температурах иллюстрирует рис. 6. Аналогичные зависимости были получены на нескольких образцах с различными значениями молярного объема.

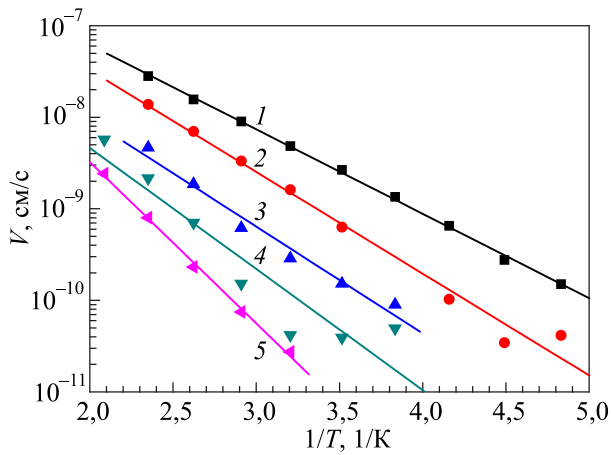


Рис. 5. Температурные зависимости скорости пластического течения при различных механических напряжениях σ , Па: 5748 (1); 3678(2); 2067 (3); 1435 (4); 917 (5); $\Omega_m = 24,43 \text{ см}^3/\text{моль}$.

Для анализа полученных зависимостей скорости пластического течения от механического напряжения σ при постоянной температуре удобно перейти к линейным координатам. Типичный вид зависимостей $V(\sigma)$ иллюстрирует рис. 7 на примере образца с $\Omega_m = 21,66 \text{ см}^3/\text{моль}$. Аналогичные зависимости для образца с $\Omega_m = 23,71 \text{ см}^3/\text{моль}$ были приведены в [13].

Отметим важные особенности полученных зависимостей $V(\sigma)$. Во-первых, зависимости $V(\sigma)$ нелинейны. Во-вторых, на рис. 7 видно, что при каждой температуре можно выделить некоторое пороговое напряжение σ_i , которое определяет область условно высоких σ . В экспериментах, пока σ было меньше величины σ_i , значения dC/dt были малы и определялись с большим разбросом, а при $\sigma > \sigma_i$ зависимости $V(\sigma)$ надежно регистрировались. В разд. 4.1. будет приведен анализ зависимостей скорости пластического те-

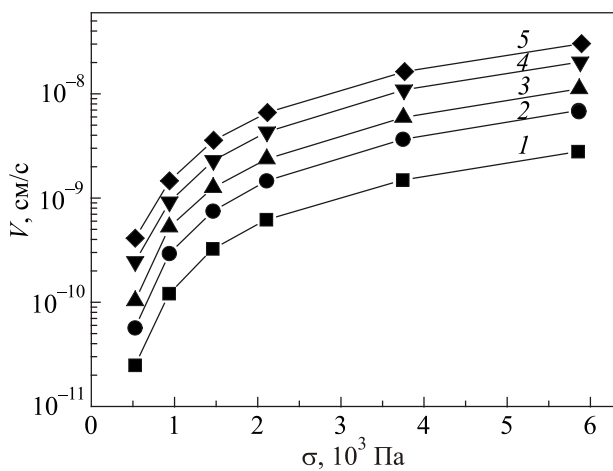


Рис. 6. Зависимость $\lg V$ от механического напряжения σ при различных температурах T , мК: 534 (1); 640 (2); 708 (3); 787 (4); (5) 861, $\Omega_m = 22,96 \text{ см}^3/\text{моль}$.

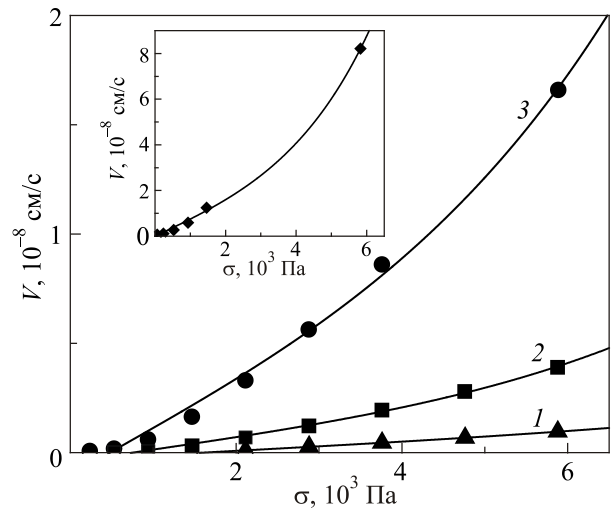


Рис. 7. Зависимость скорости пластического течения V от механического напряжения σ , полученные на образце с молярным объемом $\Omega_m = 21,66 \text{ см}^3/\text{моль}$ при различных температурах T , мК: 783 (1), 955 (2), 1168 (3); на вставке — $T = 1440 \text{ мК}$; сплошные линии — аппроксимация выражением (8).

чения V от σ при разных температурах и будет показано, что зависимости $V(\sigma)$ на рис. 7 адекватно описываются формулой (8). Величину $\sigma - \sigma_i$ можно трактовать как эффективное напряжение, под действием которого происходит макроскопическое пластическое течение, а параметр σ_i имеет смысл противодействующего внутреннего напряжения. Далее мы будем обсуждать зависимости $V(\sigma)$, полученные при напряжениях $\sigma \geq \sigma_i$, и формально будем считать, что в исследованной области напряжений эти зависимости имеют пороговый характер.

4. Характеристики пластического течения в термоактивированной области

4.1. Анализ зависимости скорости течения гелия от механического напряжения σ

Чтобы выяснить, является ли наблюдаемый процесс пластического течения твердого гелия термоактивационным при $T > 0,2 \text{ К}$, будем использовать аналитическое выражение, которое обычно применяется для описания зависимостей скорости течения от температуры и механического напряжения для многих физических механизмов, контролирующих термически активированное пластическое течение [14]:

$$V(\sigma, T) = V_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \text{sh}\left[\frac{\gamma}{k_B T}(\sigma - \sigma_i)\right], \quad (4)$$

где V_0 не зависит от температуры и напряжения, но зависит от свойств кристалла, E_a — энергия активации процесса, γ — активационный объем, σ_i — внутреннее напряжение, k_B — постоянная Больцмана.

Отметим, что из (4) при $\gamma(\sigma - \sigma_i)/k_B T \ll 1$ следует, что

$$V \propto (\sigma - \sigma_i), \quad (5)$$

и имеет место равенство $V = 0$ при $\sigma = \sigma_i$. При выполнении условия

$$\gamma(\sigma - \sigma_i)/k_B T > 1 \quad (6)$$

из (4) вытекает соотношение

$$V \propto \exp\left[\frac{\gamma}{k_B T}(\sigma - \sigma_i)\right]. \quad (7)$$

Если γ и σ_i не зависят от σ , то, согласно соотношению (7), при постоянной температуре зависимости $\ln V$ от σ должны описываться линейными функциями при больших значениях σ . Отметим, что такую зависимость показывают экспериментальные графики $\ln V$ от σ при больших значениях σ (см. рис. 6).

Анализ экспериментальных данных с использованием соотношения (4) целесообразно проводить в два этапа. На первом этапе следует проанализировать экспериментальные зависимости скорости пластического течения от σ при постоянной температуре, затем на втором этапе провести анализ температурных зависимостей найденных параметров.

Для анализа экспериментальных зависимостей $V(\sigma)$ при постоянной температуре удобно представить соотношение (4) в виде

$$V(\sigma) = \tilde{V} \operatorname{sh}\left[\frac{\gamma}{k_B T}(\sigma - \sigma_i)\right], \quad (8)$$

$$\tilde{V} = V_0 \exp(-E_a/k_B T). \quad (9)$$

Из (8), (9) видно, что зависимость $V(\sigma)$ при постоянной температуре описывается параметрами γ , σ_i и \tilde{V} . Аппроксимации экспериментальных данных выражением (8) проводилась методом наименьших квадратов. В результате для каждой экспериментальной зависимости $V(\sigma)$ были определены значения параметров γ ,

Таблица 1. Основные характеристики и эмпирические значения параметров, характеризующих скорость пластического течения, для подробно исследованных образцов твердого ³He при разных величинах молярного объема Ω_m

Ω_m , см ³ /моль	T , К	E_a , К	γ/Ω_a	σ_i , 10 ³ Па
21,66	0,552–1,440	5,12±0,13	77±26	1,50±0,84
22,62	0,432–1,180	6,16±0,06	93±23	1,31±0,36
22,96	0,640–0,534	2,85±0,02	48±5	0,60±0,02
23,71	0,242–0,407	3,11±0,01	55±20	2,26±1,18
23,98	0,284–0,515	3,06±0,01	51±17	1,79±0,31
24,25	0,286–0,482	2,36±0,04	39±8	1,09±0,85
24,43	0,240–0,425	2,79±0,04	61±15	1,82±1,13

σ_i и \tilde{V} . Найденные значения параметров σ_i и их разброс приведены в табл. 1, а результаты аппроксимации для образца с $\Omega_m = 21,66$ см³/моль иллюстрирует рис. 7. Видно, что экспериментальные зависимости $V(\sigma)$ хорошо аппроксимируются выражением (8). Описанный анализ зависимостей $V(\sigma)$ был проведен для всех исследованных образцов и показал адекватность использованной аппроксимации, в частности, результаты для образца с $\Omega_m = 23,71$ см³/моль представлены в [13].

4.2. Активационный объем и энергия активации

На рис 8 показаны полученные с помощью описанной выше аппроксимации, зависимости активационного объема γ (в единицах атомного объема Ω_a) от обратной температуры. Видно, что значения γ/Ω_a заключены в интервале 50 ± 20 и можно считать, что в пределах разброса параметр γ не зависит от температуры. Численные значения γ/Ω_a и их разброс приведены в табл. 1. Отметим, что для образцов с $\Omega_m \geq 22,96$ см³/моль значения активационного объема γ , полученные в результате проведенной аппроксимации, в 30–70 раз превышают объем, приходящийся на один атом гелия Ω_a . Для образцов с $\Omega_m \leq 22,62$ см³/моль значения γ/Ω_a несколько больше. Это означает, что структурные перестройки в кристаллической решетке при элементарных актах пластического течения твердого гелия происходят в областях, масштаб которых значительно превышает атомный размер.

На рис 9 показаны зависимости величины $\ln \tilde{V}$ от $1/T$ и их аппроксимации линейными функциями для нескольких образцов. Видно, что зависимости $\ln \tilde{V}$ от $1/T$ хорошо описываются линейными функциями: отклонения точек от аппроксимирующих прямых малы и не имеют систематического характера. Таким образом, для исследованных образцов зависимость параметра \tilde{V} от T хорошо описывается соотношением (9), где параметр V_0 не зависит от температуры. Естественно, что значение V_0 различно для разных образцов, поскольку зависит от их структурного состояния. Согласно соотношению (9) по зависимостям $\ln \tilde{V}$ от $1/T$ были определены величины параметра E_a — энергии активации процесса пластического течения.

Для проверки адекватности формулы (4), используемой для описания экспериментальных данных, и корректности полученных выше оценок величины E_a была проведена еще одна процедура аппроксимации экспериментальных данных. Из формулы (4) вытекает соотношение

$$\ln \left\{ V / \operatorname{sh} \left[\frac{\gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T} \right] \right\} = \ln(V_0) - \frac{E_a}{k_B T}. \quad (10)$$

Выражение в левой части соотношения (10) должно быть линейной функцией от $1/T$ и не зависеть от σ , если V_0 не

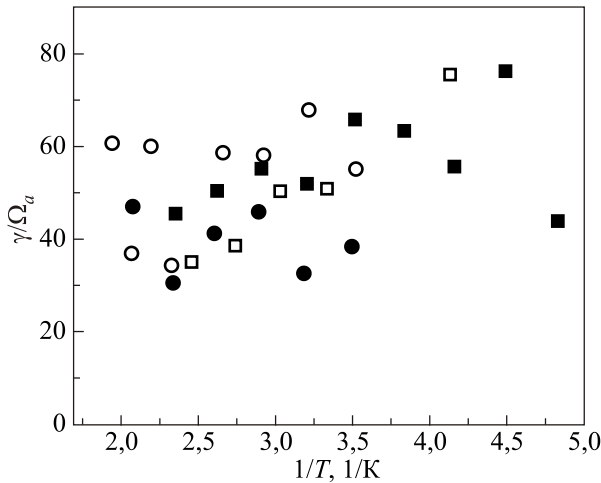


Рис. 8. Зависимость активационного объема γ (в единицах атомного объема Ω_a) от обратной температуры. Экспериментальные данные получены на образцах с различными молярными объемами Ω_m , см³/моль: 23,71 (□); 23,98 (○); 24,25 (●); 24,43 (■).

зависит от T и σ . Значения $\ln \left\{ V/\text{sh} \left[\frac{\gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T} \right] \right\}$ были

вычислены с использованием экспериментальных значений скорости V и эмпирических значений параметров γ , σ_i при величинах σ , соответствующих условиям испытания образцов. Для примера на рис. 10. показаны результаты такой обработки экспериментальных данных для образца с $\Omega_m = 24,43$ см³/моль.

Видно, что температурная зависимость величин, вычисленных по формуле $\ln \left\{ V/\text{sh} \left[\frac{\gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T} \right] \right\}$, хоро-

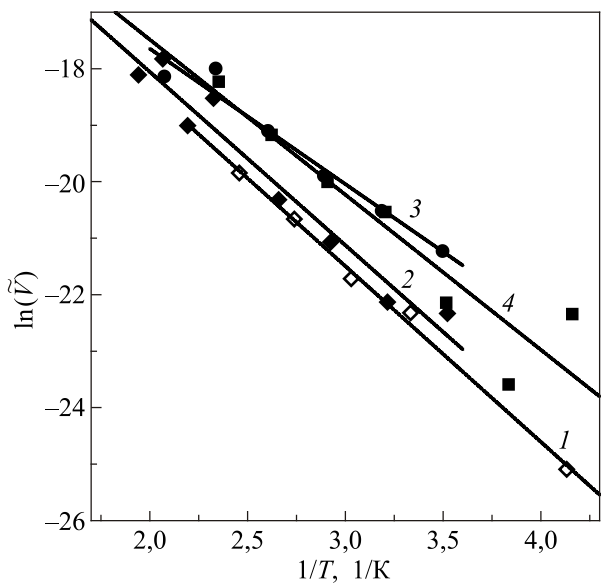


Рис. 9. Зависимости $\ln(\tilde{V})$ от $1/T$ и их аппроксимации линейными функциями для образцов с различным молярным объемом Ω_m , см³/моль: 23,71 (1), 23,98 (2), 24,25 (3), 24,43 (4).

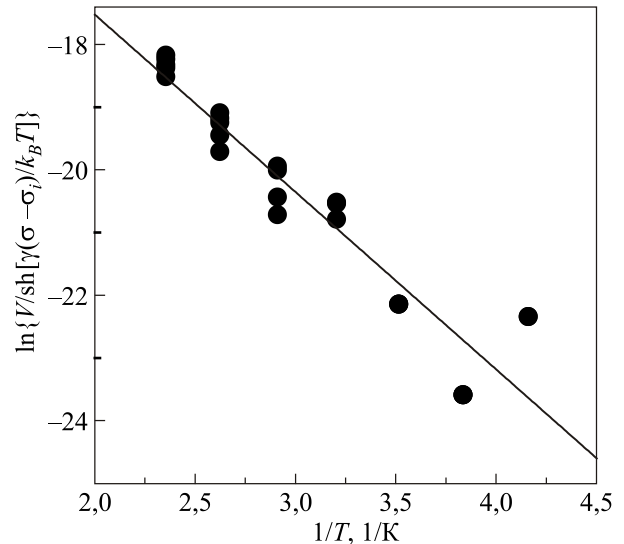


Рис. 10. Аппроксимация экспериментальных данных выражением (10) для образца с $\Omega_m = 24,43$ см³/моль.

шо описывается линейной функцией от $1/T$ и в пределах малого разброса не зависит от σ , что подтверждает предположение $V_0 = \text{const}(\sigma, T)$. Следовательно, согласно (10), можно также оценить величину энергии активации E_a процесса пластического течения. Сравнение значений E_a , полученных двумя способами с помощью соотношений (9) и (10), показало хорошее совпадение результатов, свидетельствующее о том, что формула (4) достаточно корректно описывает экспериментальные данные. Средние арифметические величины E_a и отклонения от них, рассчитанные по определенным двумя способами значениям параметра E_a , приведены в табл. 1.

5. Обсуждение возможных механизмов пластического течения

Полученные результаты свидетельствуют о регистрации пластического течения твердого гелия через каналы полимерной пленки под действием механических напряжений при низких температурах, вплоть до 100 мК. Физическая интерпретация результатов макроскопических экспериментов является нетривиальной процедурой, поскольку в процессе пластической деформации могут участвовать несколько микроскопических механизмов. При этом их относительный вклад в пластическое течение может изменяться при изменении параметров экспериментов, в частности температуры и молярного объема. В такой ситуации в первую очередь целесообразно провести поиск одного основного атомного механизма, контролирующего пластичность, в рамках которого можно непротиворечиво объяснить накопленную совокупность экспериментальных данных. Очевидно, что для идентификации такого механизма необходимо учитывать общие закономерности атомных перестроек, специфику экспериментальной

методики, а также структурное состояние образцов твердого гелия и особенности протекания процесса макроскопической пластической деформации в измерительной ячейке.

Исходное структурное состояние образцов твердого гелия должно существенно зависеть от пространственного протекания процесса кристаллизации. Поскольку при кристаллизации ${}^3\text{He}$ не использовались специальные технологические методы для получения монокристаллического состояния, можно предполагать, что в камерах I и II образцы имели поликристаллическую структуру. Обсудим возможное структурное состояние образцов твердого гелия в рамках простой модели. Кристаллизация гелия, вероятно, начиналась на наиболее холодной внутренней поверхности измерительной ячейки: на поверхности неподвижного электрода 5 и боковой поверхности камеры I, которые фактически являются продолжением хладопровода (см. рис 1). Распределение зерен по размерам в камере I будет зависеть от поверхностной плотности зародышей кристаллической фазы. Когда фронт кристаллизации достигнет поверхности полимерной пленки, начнется кристаллизация в ее каналах. При этом зерна, контактирующие с каналами, заполненными жидким гелием, будут служить кристаллическими затравками. При кристаллизации в каналах полимерной пленки возможны два варианта структуры: в некоторых каналах полимерной пленки вырастают поликристаллы, а в других каналах образуется одно зерно (т.е. канал заполнен монокристаллом). Кристаллографическая ориентация этих зерен в общем случае, будет различна в разных каналах. Если к моменту окончания кристаллизации в канале полимерной пленки соответствующая ему нижняя часть пленки контактирует с жидким гелием, то зерно в этом канале будет служить кристаллической затравкой для роста кристалла в верхней части камеры II. Отметим, что в структуре образцов твердого ${}^3\text{He}$ возможно существование монокристаллических зерен сложной формы: верхняя и нижние части такого зерна находятся соответственно в камерах I и II и соединены областью канала в полимерной пленке.

Процесс протекания макроскопической пластической деформации в измерительной ячейке является пространственно неоднородным, что обусловлено следующими обстоятельствами. Во-первых, из рассмотрения геометрии измерительной ячейки очевидно, что протекание макроскопической пластической деформации без нарушения сплошности образца (образования пор, трещин) может обеспечить только пространственно неоднородное течение. Во-вторых, в измерительной ячейке реализуется сложное напряженное состояние: пространственное распределение механических деформирующих напряжений — неоднородно вследствие наличия каналов в полимерной пленке. При этом края отверстий могут служить концентраторами внеш-

него напряжения. Это обстоятельство весьма существенно, поскольку перетекание гелия из одной камеры измерительной ячейки в другую происходит только через каналы в полимерной пленке. Кроме того, вероятно, что дефектная структура выращенных образцов также является сильно неоднородной, в частности могут быть существенные отличия в структуре границ зерен в камерах I, II и каналах полимерной пленки.

Следует отметить, что существующие в настоящее время теоретические модели не дают детального количественного описания связи макроскопической пластической деформации с характеристиками элементарных процессов пластической деформации. Поэтому корректное обсуждение полученных экспериментальных результатов возможно провести лишь на качественном уровне. Далее мы обсудим диффузионные и дислокационные механизмы пластического течения в твердом гелии.

5.1. Диффузионно-вакансионные механизмы

Перенос вещества (атомов ${}^3\text{He}$) через перфорированную полимерную пленку, в принципе, может осуществляться путем диффузионного механизма. Число атомов гелия, прошедших в единицу времени из камеры I в камеру II, можно оценить, используя формулу (3):

$$\dot{N}_a = \frac{SV}{\Omega_a}. \quad (11)$$

В экспериментах, проведенных при $T \approx 0,7$ К, регистрировались значения скорости $V \approx 4 \cdot 10^{-10}$ м/с. Для исследованных образцов с $\Omega_a \approx 4 \cdot 10^{-29}$ м³, из (11) получаем $\dot{N}_a \approx 3 \cdot 10^{15}$ атом/с. Следовательно, если для простой оценки принять, что течение гелия через пленку происходило пространственно однородно, то через один канал (средний диаметр 7 мкм, площадь $\approx 4 \cdot 10^{-11}$ м²) в единицу времени протекало примерно $(2-4) \cdot 10^9$ атомов, что в поперечном сечении канала составляло всего 6–12 атомных слоев. При понижении температуры величина скорости V , а следовательно, и \dot{N}_a быстро уменьшались на несколько порядков (см. рис. 6, 7). Проведенные оценки показывают, что полученные результаты можно попытаться объяснить действием диффузионных механизмов [15], поскольку вследствие медленного перемещения полимерной пленки диффузионные потоки были малыми.

Очевидно, что можно исключить рассмотрение диффузии собственных междоузельных атомов, поскольку их концентрация и подвижность должны быть весьма малы вследствие больших величин энергии образования и энергии активации термоактивированного движения [16]. Отметим, что полученные в работе значения энергии активации E_a (табл. 1) в исследованной области молярных объемов Ω_m в 1,6–2 раза меньше величин энергии активации вакансий в твердом ${}^3\text{He}$,

полученных ранее в различных экспериментах [16]. Тем не менее такое небольшое различие делает целесообразным рассмотрение механизмов вакансионной диффузии. Эффективность действия этих механизмов зависит от источников и стоков вакансий, которыми могут являться различные структурные дефекты кристалла: границы зерен, блоков, поверхности пор, дислокации, а также поверхности измерительной ячейки.

Анализу диффузионных процессов посвящено большое число работ: рассматривались механизмы пластического течения кристаллов, обусловленные объемной диффузией вакансий в изолированном зерне и диффузией по границам зерен [17]. В работе [18] проведен строгий анализ диффузионного течения поликристалла, в [19] рассматривались модели диффузионного течения в структурно неоднородных твердых телах. Однако применение этих моделей для объяснения полученных результатов вызывает затруднения: основная трудность состоит в интерпретации зарегистрированной сильной зависимости $V(\sigma)$, которая обусловлена большой величиной активационного объема $\gamma \approx (30-70)\Omega_a$. В известных нам моделях моновакансионной диффузии величина активационного объема порядка атомного объема Ω_a , что почти на два порядка меньше. Очевидно, что найденное эмпирическое значение γ также нельзя объяснить диффузией би- и тривакансий.

В такой ситуации можно предположить, что диффузионный вакансионный механизм пластического течения в твердом гелии возможен, если источниками вакансий являются области с очень высокой концентрацией внешних напряжений, где напряжение σ эффективно увеличивается более чем на порядок. Поясним это предположение на качественном уровне. Наличие в твердом теле различных объемных неоднородностей, неоднородностей на поверхностях (границы зерен, поверхность пленки и т.д.), ограничивающих структурные элементы в образце, приводит к концентрации приложенного внешнего напряжения σ вблизи них. Для характеристики возникающего напряженного состояния обычно используется коэффициент концентрации напряжений $\alpha_k > 0$, который показывает, что в области вблизи неоднородности величина механического напряжения достигает значений $\alpha_k \sigma$ [20]. В использованной измерительной ячейке областями высокой концентрации напряжений могут являться области вблизи поверхности пленки около отверстий и другие неоднородные области.

Обсудим для определенности моновакансионный механизм диффузионного течения через один канал в полимерной пленке, предположив, как и в [17,18], что источниками вакансий являются области вблизи поверхностей, ограничивающих элементы структуры в поликристалле. Поверхность полимерной пленки имеет естественную шероховатость (выступы, впадины и т.д.) различных масштабов. Можно предположить, что вбли-

зи этой поверхности существует твердый слой с особыми свойствами, в котором кристаллическая структура сильно искажена. Этот слой может служить наиболее эффективным источником или стоком вакансий.

В камере I действуют сжимающие напряжения, средняя величина которых определяется соотношением (П1.22), поэтому области концентрации напряжений (слой вблизи поверхности полимерной пленки) будут являться эффективными стоками для вакансий. В камере II действуют растягивающие напряжения, и поскольку полимерная пленка под действием электрических сил смещается практически как абсолютно твердое тело (см. Приложение 1), то, вероятно, что в слое вблизи ее поверхности возникнут напряжения $\alpha_k^{\text{II}} \sigma^{\text{II}} \approx \alpha_k^{\text{II}} \sigma$. Вследствие этого рассматриваемый слой будет являться эффективным источником вакансий. Таким образом, может реализоваться режим ползучести по модели диффузионной ползучести Набарро–Херринга [17]. Возникнет макроскопический диффузионный поток вакансий по каналу в полимерной пленке из камеры II в камеру I и, соответственно, поток атомов гелия из камеры I в камеру II. В грубом приближении эти потоки будут пропорциональны разности концентраций вакансий $c^{\text{II}} - c^{\text{I}}$ в обсуждаемых граничных слоях в камерах II и I и по аналогии с [17], в случае $\alpha_k^{\text{I}} \approx \alpha_k^{\text{II}} \approx \alpha_k$ определяются выражением:

$$J \propto c^{\text{II}} - c^{\text{I}} \approx c_{v0} \text{sh} \left(\frac{\alpha_k |\Delta\Omega_v| \sigma}{k_B T} \right),$$

где параметр $\Delta\Omega_v$ ($|\Delta\Omega_v| \approx \Omega_a$) характеризует изменение объема при образовании вакансии [17,21], c_{v0} — равновесная концентрация вакансий при $\sigma = 0$. При этом величина $\alpha_k |\Delta\Omega_v| \approx \alpha_k \Omega_a$ имеет смысл активационного объема. Как показано в [22,23], величина коэффициента концентрации напряжений α_k в обычных материалах может изменяться в широких пределах и достигать значения 40, что дает $\alpha_k |\Delta\Omega_v| \approx \alpha_k \Omega_a \approx 40\Omega_a$ и согласуется с величиной γ , найденной выше из экспериментальных данных. Отметим, что приведенная выше формула согласуется с выражением (8), при этом большая величина параметра α_k приводит к экспоненциальной зависимости диффузионного потока от внешнего напряжения σ при достижимых в эксперименте нагрузках. Именно такая зависимость и наблюдалась в проведенных экспериментах при больших значениях σ (см. выражение (7)). Однако достижение высоких коэффициентов концентрации механического напряжения в исследованном твердом гелии представляется сомнительным из-за его достаточно высокой пластичности.

Разумеется, мы пояснили лишь на качественном уровне принципиальную возможность трактовки результатов в рамках механизма вакансионной диффузии. Очевидно, что корректное обоснование этого механизма требует учета многих важных факторов, в

частности, сложного пространственного неоднородного распределения диффузионных потоков и процессов релаксации механических напряжений в областях источников и истоков вакансий, которые могут привести к заметному уменьшению коэффициентов концентрации напряжений.

5.2. Дислокационные механизмы

В разд. 4 было показано, что зависимость средней скорости пластического течения в исследованных образцах от T и σ описывается формулой (4), и были определены эмпирические значения параметров, характеризующих процесс пластической деформации. Для идентификации микроскопических дислокационных механизмов, которые могут контролировать зарегистрированное пластическое течение, проведем сравнительный анализ на базе развитых в физике пластичности теоретических представлений, путем сопоставления эмпирических и теоретических формул. Цель такого анализа — определить условия, при которых теория согласуется с эмпирической формулой (4), что позволит выяснить природу микроскопических механизмов пластичности и физический смысл эмпирических параметров.

В традиционных ОЦК кристаллах, как правило, действуют системы скольжения полных дислокаций типа $\langle 111 \rangle \{110\}$ и $\langle 111 \rangle \{112\}$ (величина вектора Бюргерса $b = \sqrt{3}a/2$, a — параметр решетки) [14]. Хорошо известно [14], что скольжение дислокаций по этим системам может обеспечить протекание произвольной пластической деформации без нарушения сплошности (образования пор, трещин) материала внутри отдельных кристаллитов и эстафетную передачу пластического течения от зерна к зерну без межзеренного проскальзывания. Будем предполагать, что эти системы скольжения дислокаций действуют и в твердом гелии ³He.

Для проведения сравнительного анализа, используя соотношение (4), представим эмпирическое выражение для средней скорости пластической деформации, описывающее экспериментальные данные, в виде

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{L_{\epsilon}H} V(\sigma, T) = \frac{V_0}{L_{\epsilon}H} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \text{sh}\left[\frac{\gamma}{k_B T}(\sigma - \tau_i)\right], \quad (12)$$

где L_{ϵ} — характерный линейный размер области протекания пластического течения вблизи канала в полимерной пленке. В настоящее время закономерности и характеристики пластической деформации твердого ³He еще не достаточно изучены, в частности, отсутствуют надежные данные о величине рельефа Пайерлса для различных систем скольжения дислокаций. В связи с этим обсудим полученные экспериментальные результаты в рамках двух важных концепций современ-

ной физики низкотемпературной пластичности, когда пластическое течение контролируется механизмами преодоления дислокациями локальных барьеров или механизмами движения дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса путем зарождения парных перегибов (двойных кинков) и их расширения.

5.2.1. Движение дислокаций через локальные барьеры. Рассмотрим случай, когда потенциальный рельеф Пайерлса мал и процесс пластической деформации контролируется термически активированным движением дислокаций через локальные барьеры. Представим среднюю скорость термически активированной пластической деформации $\dot{\epsilon}_d$, обусловленную дислокациями, в часто используемом виде

$$\dot{\epsilon}_d = b\rho_d v_d = \epsilon_{0d} \exp\left(-\frac{H_d}{k_B T}\right) \text{sh}\left[\frac{\gamma_d}{k_B T}(\tau - \tau_i)\right], \quad (13)$$

где b — величина вектора Бюргерса; ρ_d — плотность подвижных дислокаций; τ — сдвиговое напряжение; τ_i — дальнедействующее внутренне сдвиговое напряжение; γ_d — активационный объем; H_d — энергетический параметр, характеризующий взаимодействие дислокации с локальным препятствием; ϵ_{0d} — предэкспоненциальный множитель, пропорциональный ρ_d , его зависимость от $\tau - \tau_i$ и T считаем несущественной [24].

Чтобы рассматриваемая дислокационная модель могла адекватно описать экспериментальные данные о скорости пластического течения твердого гелия, должно быть соответствие между параметрами в выражении (12), аппроксимирующем экспериментальные данные, и в формуле (13), описывающей дислокационную пластичность. Для установления этого соответствия используем известное соотношение $\sigma = m_T \tau$, где m_T — ориентационный фактор Тейлора ($m_T \approx 3$ для систем скольжения $\langle 111 \rangle \{110\}$ и $\langle 111 \rangle \{112\}$ в ОЦК поликристаллах [25]), которое подставим в (12). Сравним затем (12) с (13), заключаем, что $\gamma_d = m_d \gamma$. Для численной оценки величины γ_d будем использовать значение $\gamma = 50\Omega_a$ (см. разд. 4.2.):

$$\gamma_d = m_T \gamma \approx 3\gamma \approx 150\Omega_a. \quad (14)$$

Представим активационный объем γ_d в виде обычного выражения

$$\gamma_d = bwL_d, \quad (15)$$

где w — эффективное активационное расстояние, которое является характеристикой процесса макроскопической термически активированной пластической деформации, обусловленного преодолением дислокациями локальных барьеров, L_d — средняя длина дислокационного сегмента между двумя локальными препятствиями. С учетом того, что $\Omega_a = a^3/2$, $b = \sqrt{3}a/2$, и приняв $w \geq a$, из (14) и (15) вытекает оценка для средней длины дислокационного сегмента:

$$L_d \leq 150 \frac{1}{\sqrt{3}} a \approx 87a. \quad (16)$$

На основании (16) получаем оценку средней площади, приходящейся на одно локальное препятствие $S_1 \approx L_d^2 \leq 7500a^2$. Используя величину S_1 , выясним, могут ли быть локальными барьерами примесные атомы ${}^4\text{He}$ или дислокации «леса».

Проверим предположение, что локальные барьеры обусловлены атомами ${}^4\text{He}$, которые являются примесью замещения, с атомной концентрацией $C_{\text{He}} < 10^{-5}$. В этом случае средняя площадь, приходящаяся на один атом примеси в плоскости скольжения, составляет $S_{\text{He}} = a^2 / (\sqrt{2}C_{\text{He}}) \approx 7,1 \cdot 10^4 a^2$. Величина S_{He} почти на порядок больше, чем S_1 , поэтому, по-видимому, некорректно считать, что термически активированное скольжение дислокаций контролируется локальными барьерами, созданными атомами примеси ${}^4\text{He}$. Однако при этом атомы ${}^4\text{He}$ могут являться локальными препятствиями для движения дислокаций, но в исследованных образцах они не определяют процесс дислокационного пластического течения, поскольку их концентрация мала. Для корректного выяснения роли примеси ${}^4\text{He}$ требуются дополнительные детальные исследования пластических свойств твердого ${}^3\text{He}$ с различной концентрацией ${}^4\text{He}$.

Предположим, что локальными препятствиями являются дислокации «леса», тогда их плотность ρ_f должна быть порядка $1/S_1 \approx 7,2 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, что представляется нереальным для исследованных образцов. Этот вывод подтверждает также проведенная ниже оценка внутренних напряжений τ_{if} , которые обусловлены дислокациями «леса». Допустим, что величина внутренних напряжений τ_i определяется только дислокациями «леса», в этом случае имеем стандартную оценку $\tau_i = \tau_{if} \approx \mu b \sqrt{\rho_f}$. Приняв $b = \sqrt{3}a/2 = 0,373 \text{ нм}$, $\mu = \mu_R \approx 3,7 \cdot 10^6 \text{ Па}$ (усреднение по Ройссу, см. табл. III в Приложении 1), получаем $\tau_{if} \approx 3,7 \cdot 10^4 \text{ Па}$ и, соответственно, $\sigma_{if} = m_T \tau_{if} \approx 1,1 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Очевидно, что в предположении $\mu = \mu_R$ получена оценка снизу для величин τ_{if} и σ_{if} , если принять $\mu = \mu_V$ (усреднение по Фойгту), то их значения будут примерно в два раза больше. Однако даже проведенная численная оценка выявляет существенное противоречие: полученное значение величины σ_{if} более чем в 18 раз больше максимального значения σ , достигнутого в экспериментах, и на несколько порядков превышает эмпирические значения параметра σ_i , полученные при обработке экспериментальных данных с помощью формулы (4). Следовательно, дислокации «леса» также не могут являться локальными барьерами, контролирующими процесс дислокационного пластического течения в твердом

гелии. Разумеется, дислокации «леса» могут присутствовать и являться локальными препятствиями для движения скользящих дислокаций, но в исследованных образцах они не определяют процесс дислокационного пластического течения.

Учитывая всю совокупность результатов проведенного в данном разделе анализа, мы не можем указать тип локального препятствия и сделать вывод о том, что пластическое течение твердого ${}^3\text{He}$ контролируется механизмами преодоления дислокациями локальных барьеров.

5.2.2. Движение дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. Анализу движения дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса посвящено большое число работ (см. [14,26–32] и представленные там ссылки). Развита представления о термофлуктуационных и квантовых механизмах зарождения парных кинков на дислокациях и их расширения. Анализ полученных на многих классических материалах экспериментальных данных, выполненный на основе этих представлений, позволил идентифицировать механизмы движения дислокаций в рельефе Пайерлса, установить условия, при которых эти механизмы контролируют процессы пластического течения, и получить оценки параметров теории [24,33–35]. Отметим, что величина активационного объема в обсуждаемом случае составляет несколько десятков b^3 , что делает целесообразным обсуждение экспериментальных результатов в рамках механизмов движения дислокаций в рельефе Пайерлса. Однако корректная процедура такого анализа весьма нетривиальна, поскольку, как показывают результаты расчетов, энергия активации является сложной функцией эффективного напряжения, которая зависит от параметров рельефа Пайерлса. Нам не известны параметры рельефа Пайерлса для дислокаций в кристаллах ${}^3\text{He}$, поэтому в данной работе мы ограничимся полуколичественным рассмотрением с целью выяснить принципиальный вопрос о возможности объяснения полученных в данной работе экспериментальных результатов в рамках модели движения дислокаций в рельефе Пайерлса. Движение дислокаций в рельефе Пайерлса происходит путем образования и дальнейшего расширения парных перегибов (кинков), а скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}$, пропорциональная измеренной в эксперименте макроскопической скорости течения гелия $V(T, \sigma)$, определяется частотой зарождения парных кинков на дислокации и динамикой их расширения.

Средняя частота зарождения парных кинков на единице длины дислокации w_T определяется энергией зарождения критического парного кинка $H(\tau^*)$, которая зависит от эффективного сдвигового напряжения $\tau^* = \tau - \tau_i$. При термофлуктуационном зарождении парных кинков в широком интервале напряжений τ^* выражение для w_T можно представить в виде

$$w_T \propto \exp\left(-\frac{H(\tau^*)}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{H^* - E(\tau^*)}{k_B T}\right), \quad (17)$$

где H^* — энергетический параметр, $E(\tau^*)$ — сложная функция от τ^* .

Будем рассматривать экспериментальные данные в области напряжений σ , при которых выполняется условие (6). В этом случае, используя эмпирическое соотношение (4), для скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ получаем:

$$\dot{\epsilon} \sim V(\sigma, T) \approx \frac{V_0}{2} \exp\left(-\frac{E_a - \gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T}\right). \quad (18)$$

Связь скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ с частотой зарождения парных перегибов w_T в общем случае нетривиальна и известна в двух предельных случаях [24,28,36]. В случае, когда процессы взаимной аннигиляции перегибов слабо влияют на среднюю длину пробега кинков вдоль дислокации, $\dot{\epsilon}$ пропорциональна частоте зарождения парных кинков ($\dot{\epsilon} \propto w_T$). Если средняя длина пробега перегибов определяется процессами их взаимной аннигиляции, то $\dot{\epsilon} \propto \sqrt{w_T}$. Ниже мы обсудим оба этих случая.

Случай $\dot{\epsilon} \propto w_T$. В этом случае имеет место равенство $H^* = 2W_k$, где W_k — энергия одиночного кинка. Чтобы рассматриваемая дислокационная модель могла адекватно описать экспериментальные данные о скорости пластического течения ³He, должно быть соответствие между показателями экспонент в выражениях (17) и (18). В частности, должно выполняться равенство $H^* = E_a$, для чего следует положить $W_k = E_a/2$. Таким образом, в рассматриваемом случае величина E_a равна удвоенному значению энергии одиночного перегиба на дислокации. Отметим, что этот вывод не связан с выбором конкретной модели рельефа Пайерлса. Для дальнейшего анализа и численных оценок, для определенности, будем считать, что рельеф Пайерлса имеет синусоидальную форму (см. (П2.6) в Приложении 2). Основные формулы для такого потенциала, позволяющие определить основные параметры рельефа Пайерлса дислокационных кинков, приведены в Приложении 2.

Оценим ширину одиночного перегиба l_k с помощью соотношения (П2.11), которое принимает вид:

$$l_k = \frac{2a_p^2 m_a s_t^2}{\pi a_d W_k} = \frac{4a_p^2 m_a s_t^2}{\pi a_d E_a}. \quad (19)$$

Для численных оценок здесь и далее будем принимать $m_a = 5 \cdot 10^{-27}$ кг, $a_d = b = 3,73 \cdot 10^{-10}$ м и значения E_a из табл. 1. Для кристаллов с $\Omega_m = 23,98$ см³/моль и $\Omega_m = 24,43$ см³/моль скорости s_t соответственно равны 197 и 192 м/с. В результате из (19) получаем $l_k/a_p \approx 6$. Эта оценка показывает, что перегиб широкий, и свидетельствует о применимости используемой континуальной модели дислокации.

Согласно (П2.12), напряжение Пайерлса определяется соотношением

$$\tau_P = \frac{\pi^3 a_d W_k^2}{8ba_p^3 m_a s_t^2} = \frac{\pi^3 a_d E_a^2}{32ba_p^3 m_a s_t^2}. \quad (20)$$

Полагая в (20) $a_d = b = 3,73 \cdot 10^{-10}$ м, получаем оценки величины напряжения Пайерлса: $\tau_P = (1,8-2,1) \cdot 10^5$ Па для плоскости скольжения типа {110} и $\tau_P = (3,4-4) \cdot 10^4$ Па для плоскости скольжения типа {112}. Величину τ_P для винтовых дислокаций с вектором Бюргерса $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ в ОЦК кристаллах обычно сравнивают с величиной модуля упругости μ_t , который определяется соотношением (П2.5) [37]. Вычислив величины модуля μ_t (для кристаллов с $\Omega_m = 23,98$ см³/моль и $\Omega_m = 24,43$ см³/моль), согласно соотношению (П2.5) с использованием значений модулей упругости C_{ik} из табл. П2, получаем, что: $\tau_P/\mu_t \approx (4-4,3) \cdot 10^{-2}$ для плоскости скольжения типа {110}, и $\tau_P/\mu_t \approx (7,6-8,2) \cdot 10^{-3}$ для плоскости скольжения типа {112}. Для сравнения, в чистых металлах с ОЦК решеткой (α -Fe, Nb, Mo, Ta, V) величина этого отношения составляет $(5,2-8,2) \cdot 10^{-3}$ [37], а результаты компьютерного моделирования дают значения $2,6 \cdot 10^{-2}$ для Mo [38] и $4,7 \cdot 10^{-2}$ для Ta [39]. Таким образом, полученные нами оценки величины τ_P/μ_t согласуются с результатами для ОЦК металлов.

На основании полученных оценок величины τ_P легко видеть, что все эксперименты проведены в условиях, когда хорошо выполняется неравенство $\max \sigma < 6 \cdot 10^3$ Па $\ll \tau_P$, а следовательно, и $\max \tau^* \leq 2 \cdot 10^3$ Па $\ll \tau_P$.

Учитывая условие $\tau^* \ll \tau_P$, примем для энергии активации выражение (П2.14), которое, используя соотношение $\tau^* = \sigma^*/m_T$, запишем в виде

$$H(\tau^*) = 2W_k - m_T^{-1} \bar{\gamma}^* \sigma^*. \quad (21)$$

Подстановка (21) в (17) и последующее сравнение с формулой (18) показывает, что для совпадения выражений в аргументах экспонент параметру γ следует сопоставить параметр $\bar{\gamma}^*/m_T$, который на основании (П2.17) определяется соотношением

$$\frac{\bar{\gamma}^*}{m_T} = \left(\frac{a_p^3 b^3 K_d (1+\nu)}{2\pi m_T \sigma_{\max}^* (1-\nu)} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Для численной оценки полагаем в (22) $\sigma_{\max}^* = 4 \cdot 10^3$ Па, $K_d = (3,2-3,4) \cdot 10^6$ Па. Величина энергетического параметра K_d вычислялась для винтовой дис-

локации с вектором Бюргерса $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ по известным формулам [14] с использованием значений компонент тензора модулей упругости для кристалла ^3He из табл. П1. В результате расчета по формуле (22) получено $\gamma^*/m_T \approx (16-30)\Omega_a$, что согласуется с эмпирическими значениями параметра $\gamma \approx (30-70)\Omega_a$.

Случай $\dot{\epsilon} \propto \sqrt{w_T}$. В этом случае для совпадения выражений (17) и (18) следует положить $H^* = W_k = E_a$. Используя соотношение $W_k = E_a$, из (19) получаем $l_k/a_p \approx 3$, что можно рассматривать как свидетельство о применимости используемой континуальной модели дислокации. Сравнение эмпирических величин параметра γ и параметра $\bar{\gamma}^*/2m_T \approx (8-15)\Omega_a$ показывает, что эти значения согласуются хуже, чем в предыдущем случае.

Таким образом, проведенный полуколичественный анализ дает основания высказать предположение о том, что характеристики экспериментально зарегистрированных процессов пластического течения в твердом ^3He можно трактовать в рамках существующих представлений о механизмах движения дислокаций в рельефе Пайерлса. Представляется, что реализуется случай, когда $\dot{\epsilon} \propto w_T$. При этом определяемая экспериментально энергия активации E_a имеет ясный физический смысл: E_a равна удвоенному значению энергии одиночного перегиба на дислокации. Однако подчеркнем, что для окончательного вывода требуются дополнительные экспериментальные исследования и их строгий детальный анализ в рамках механизмов движения дислокаций в рельефе Пайерлса.

5.3. Квантовые механизмы пластической деформации

Одним из характерных признаков квантового процесса пластического течения является независимость скорости пластического течения от температуры. На многих образцах такая область температур была обнаружена (см. рис. 4). Однако измерения в этой области температур удалось провести лишь при достаточно высоких механических напряжениях, а большой разброс экспериментальных данных не позволил надежно установить зависимость скорости от напряжения. Выше мы на полуколичественном уровне показали, что в термически активированной области характеристики пластического течения твердого ^3He можно интерпретировать в рамках существующих представлений о движении дислокаций в рельефе Пайерлса. Поэтому естественно обсудить условия проявления квантовых эффектов при действии механизмов движения дислокаций в рельефе Пайерлса и возможность их регистрации в проведенных экспериментах.

Проведем для случая $\dot{\epsilon} \propto w_T$ оценку температуры T_0 , условно разделяющую области, в которых наиболее вероятно процесс пластического течения определяется действием термических флуктуаций и квантового тун-

нелирования [27]. При $T < T_0$ процесс преодоления дислокацией рельефа Пайерлса происходит квантовым образом и с экспоненциальной точностью частота w_T не зависит от температуры. При температурах $T > T_0$ определяющую роль играют термические флуктуации. Переход от одного преимущественного активационного режима к другому происходит в некотором интервале температур (содержащем T_0), в котором зарождение парного перегиба стимулируется квантовым туннелированием с предварительной термической активацией [27]. В принятых нами обозначениях для модели синусоидального рельефа Пайерлса (П2.6), выражение для температуры T_0 (П2.20) принимает вид:

$$T_0 = \frac{\hbar b a_p s_i \tau^*}{2^{3/2} k_B W_k} = \frac{\hbar b a_p s_i \tau^*}{2^{1/2} k_B E_k}. \quad (23)$$

При $\tau^* = (\sigma - \sigma_i)/m_T \approx 2 \cdot 10^3$ Па (напряжение, достигнутое в экспериментах) получаем $T_0 \approx 0,01$ К. Напомним, что атермичность скорости пластического течения наблюдалась при температурах ниже $\approx 0,2$ К, а на некоторых образцах не регистрировалась и при 0,1 К. Поскольку в эксперименте температура перехода к атермической пластичности зависела от величины напряжения в кристалле, то более точная информация здесь может быть получена, если удастся измерить зависимость скорости пластического течения гелия от механического напряжения в квантовом режиме.

Отметим, что квантовый режим пластического течения возможен и при других механизмах, в частности вакансионном. В этом случае как образование вакансий, так и их движение должны происходить туннельным образом. Нельзя также исключить и одновременного действия вакансионного и дислокационного механизмов при квантовой пластичности.

Подчеркнем, что для корректной идентификации возможных квантовых механизмов массопереноса в твердом ^3He требуются дополнительные эксперименты в области атермического пластического течения, в частности, для выяснения зависимости скорости пластического течения от величины механического напряжения в кристалле, создаваемого внешним воздействием.

6. Заключение

В проведенной серии экспериментов получены первые сведения о пластическом течении твердого ^3He при температурах ниже 0,5 К. Обнаружено, что термоактивационный режим течения реализуется при температурах выше 0,2 К. Определены значения энергии активации этого процесса при различных молярных объемах и показано, что они близки к величинам энергии активации вакансий, полученных другими экспериментальными методами. Измерения, проведенные

при разных внешних механических нагрузках и температурах, позволили установить, что активационный объем в 30–70 раз превышает атомный объем, что свидетельствует об элементарных структурных перестройках в решетке при пластическом течении в масштабе, значительно превосходящем атомный размер.

Проведен полуколичественный анализ установленных закономерностей в рамках диффузионно-вакансионной и дислокационных моделей пластического течения. В вакансионной модели пластического течения интерпретация экспериментальных результатов в принципе возможна, если предполагать, что источниками вакансий являются области кристалла с высокой концентрацией внешних механических напряжений. Наряду с этим возможно и альтернативное объяснение экспериментальных данных на основе модели движения дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. Показано также, что пластическое течение твердого ^3He с высокой вероятностью не контролируется механизмами преодоления дислокациями локальных барьеров.

В области температур ниже $\approx 0,2$ К скорость течения твердого гелия, в пределах разброса экспериментальных данных, не зависит от температуры, что свидетельствует о квантовом механизме массопереноса. Такой режим возможен при движении дислокаций в рельефе Пайерлса, когда ниже некоторой температуры барьер преодолевается туннельным образом. Не исключено, что квантовый режим пластического течения также может быть реализован и при вакансионном механизме или при диффузионно-дислокационных механизмах.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Д. Нацку за интерес к работе и полезные дискуссии.

Приложение 1. Физические основы экспериментальной методики

В этом Приложении изложены результаты анализа физических основ экспериментальной методики и предложены формулы, которые описывают электрические силы, связь регистрируемой величины емкости измерительного конденсатора с характеристиками пластического течения и напряженное состояние (разд. П1.1., П1.2. и П1.4.). Отметим, что строгий самосогласованный анализ характеристик измерительной ячейки требует совместного решения уравнений электродинамики сплошных сред и теории упругости с учетом реальной геометрии и физических свойств элементов измерительной ячейки. Решение этой задачи аналитическими методами возможно только при упрощающих предположениях и проведено в рамках приближенной модели, с учетом характеристик упругости твердого гелия, которые проанализированы в разд. П1.3. и были использованы при анализе экспериментальных результатов работы (разд. 5).

П1.1. Электрические характеристики измерительного конденсатора

В этом разделе проведено описание электрических характеристик измерительного конденсатора (рис. 1) с учетом того, что подвижный электрод деформируется в процессе эксперимента. Получены соотношения, описывающие электрическое поле в конденсаторе, его емкость и электрические силы, действующие на металлизированную поверхность полимерной пленки.

В проведенных экспериментах физические процессы в измерительной ячейке протекали столь медленно, что для описания электрических характеристик измерительного конденсатора естественно использовать квазиэлектростатическое приближение [40]. В этом случае система уравнений для электромагнитного поля формально совпадает с системой уравнений в диэлектрике, но входящие в них величины могут зависеть от времени. Будем рассматривать измерительный конденсатор, электроды которого в начальном состоянии являются плоскими и имеют форму круга радиусом R . Подвижным электродом является металлизированная поверхность полимерной пленки S^I , которую для простоты считаем сплошной, а неподвижный электрод представляет собой диск из бериллиевой бронзы, который является частью корпуса измерительной ячейки. Пространство между электродами заполнено диэлектрической средой, в которой отсутствуют свободные заряды — жидкий или твердый ^3He . Далее во всех рассматриваемых случаях будем считать, что весь корпус измерительной ячейки, включающий неподвижный электрод, является абсолютно жесткой недеформируемой конструкцией. Поскольку $R=10$ мм, $h_0^I \approx 25 \cdot 10^{-3}$ мм, то имеют место соотношения:

$$h_0^I/R \approx 25 \cdot 10^{-4} \ll 1, \quad (R/h_0^I \approx 400), \quad (\text{П1.1.})$$

и конденсатор с высокой степенью точности можно рассматривать как тонкий.

Введем полярную систему координат (r, φ, z) с осями $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{i}_z$ и началом в центре неподвижного электрода, и направим ось z в направлении внешней нормали к его поверхности — внутрь измерительной ячейки (ось z совпадает с осью симметрии измерительной ячейки). После приложения к обкладкам конденсатора разности электрических потенциалов U возникают силы притяжения между электродами конденсатора, под действием которых полимерная пленка прогибается по направлению к неподвижному электроду.

Учитывая геометрию измерительной ячейки, будем рассматривать осесимметричные деформации полимерной пленки, предполагая, что ее прогиб зависит только от расстояния r от точки наблюдения на поверхности S^I до оси z ($0 \leq r \leq R$). Для описания прогиба пленки введем характеристики: $\xi(r) \geq 0$ — величина смещения точек поверхности пленки S^I в отрицатель-

ном направлении оси z ; $h(r) = h_0^I - \xi(r) > 0$ — расстояние между электродами конденсатора на расстоянии r от оси z (для упрощения записи формул зависимость от времени пока явно не указываем). Поскольку пленка жестко закреплена в корпусе ячейки, на функции $\xi(r)$ и $h(r)$ наложим граничные условия

$$\xi(R) = 0, \quad h(R) = h_0^I. \quad (\text{П1.2.})$$

Потенциал электрического поля $\Phi(r, z)$ внутри конденсатора удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta\Phi = 0, \quad (\text{П1.3.})$$

и граничным условиям

$$\begin{aligned} \Phi(r, 0) = \Phi_1, \quad \Phi(r, z)|_{S^I} = \Phi_1 + U, \\ 0 \leq z \leq h(r), \quad 0 \leq r \leq R. \end{aligned} \quad (\text{П1.4.1.})$$

$$\Phi(R, z) = \Phi_1 + \frac{z}{h_0^I} U, \quad 0 \leq z \leq h_0^I. \quad (\text{П1.4.2.})$$

Здесь U — заданная разность потенциалов на электродах конденсатора.

Условия (П1.4.1.) выражают постоянство потенциала на электродах конденсатора, а условия (П1.4.2.) задают потенциал на боковой поверхности конденсатора при $r = R$. Приняв на основании соотношений (П1.1.) условия (П1.4.2.), мы пренебрегаем эффектами вблизи боковой поверхности конденсатора, поскольку они вносят малый вклад в интересующие нас характеристики. В частности, относительная поправка к значению начальной емкости конденсатора, согласно формуле Кирхгофа [41] и соотношениям (П1.1.), составляет

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \frac{h_0^I}{\pi R} \left(\ln \frac{16\pi R}{h_0^I} - 1 \right) \approx 7,1 \cdot 10^{-4}.$$

Учитывая, что конденсатор очень тонкий, примем в первом приближении следующее выражение для потенциала $\Phi(r, z)$ внутри конденсатора, удовлетворяющее граничным условиям (П1.4.):

$$\Phi(r, z) = \frac{z}{h(r)} U + \Phi_1 = \frac{z}{h_0^I - \xi(r)} U + \Phi_1. \quad (\text{П1.5.})$$

После прогиба пленки орт внешней нормали \mathbf{n} к ее поверхности S^I будет определяться соотношением $\mathbf{n} = n_r \mathbf{e}_r + n_z \mathbf{i}_3$. При этом $|n_r/n_z| = |\partial\xi/\partial r| < h_0^I/R$, поэтому в первом приближении, согласно (П1.1), можно пренебречь учетом изменения направления нормали и считать, что $\mathbf{n} = -\mathbf{i}_3$. В этом случае, используя (5), получаем

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} \Big|_{S^I} = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} \Big|_{S^I} = -\frac{U}{h(r)} = -\frac{U}{h_0^I - \xi(r)}, \quad (\text{П1.6})$$

Согласно общим соотношениям электростатики [41], емкость конденсатора (отношение величины полного заряда на одной из его обкладок к разности потенциалов на его электродах) определится выражением

$$C = -\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{U} \int_{S^I} \frac{\partial\Phi}{\partial n} dS = \varepsilon\varepsilon_0 \int_{S^I} \frac{dS}{h_0^I - \xi(r)}, \quad (\text{П1.7})$$

где $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ ф/м.

Используя (П1.6), согласно [41], получаем выражение для обусловленной электрическим полем силы, действующей на единицу площади поверхности S^I полимерной пленки

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_U = \mathbf{n} \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n} \right)^2 \Big|_{S^I} = \mathbf{n} \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} \left(\frac{U}{h_0^I - \xi(r)} \right)^2 = \\ = -\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} \frac{U^2}{[h_0^I - \xi(r)]^2} \mathbf{i}_3 = -p_U \mathbf{i}_3, \end{aligned} \quad (\text{П1.8})$$

где

$$p_U = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} \frac{U^2}{[h_0^I - \xi(r)]^2}. \quad (\text{П1.9})$$

Как уже отмечалось выше, для описания зависимости параметров от времени t в принятом квазиэлектростатическом приближении в формулах (П1.5)–(П1.9) следует полагать $\xi = \xi(r, t)$, $h(r, t) = h_0^I - \xi(r, t)$.

П1.2. Средняя скорость смещения металлизированной поверхности полимерной пленки

Согласно (П1.7), зависимость емкости измерительного конденсатора от времени будет определяться выражением

$$C(t) = \varepsilon\varepsilon_0 \int_{S^I} \frac{dS}{h_0^I - \xi(r, t)}. \quad (\text{П1.10})$$

Как было подробно обосновано в разд. 2.4, после кристаллизации гелия перед подачей разности потенциалов на обкладки измерительного конденсатора и перед началом регистрации пластического течения (условно при $t = 0$) измерительный конденсатор являлся плоским и $\xi(r, 0) = 0$. После окончания полного цикла измерений на образце относительное изменение емкости составляло $\approx 0,01$, что свидетельствовало об относительно малом полном смещении полимерной пленки:

$$\xi(r, t) \ll h_0^I. \quad (\text{П1.11})$$

Следовательно, с приемлемой для практики точностью можно ограничиться линейным приближением по $\xi(r, t)$. Учитывая условие (П1.11), в этом приближении из (П1.10) получаем

$$C(t) = C(t_0) + \frac{C^2(t_0)}{\varepsilon\varepsilon_0 S} (\langle \xi(r, t) \rangle - \langle \xi(r, t_0) \rangle), \quad (\text{П1.12})$$

где $C(t_0) = \varepsilon\varepsilon_0 S/h_0^I$, $S = \pi R^2$, t_0 — начальный момент времени какого-либо этапа измерения.

$$\langle \xi(r, t) \rangle = \frac{1}{S} \int_{S^I} \xi(r, t) dS \quad (\text{П1.13})$$

— среднее значение смещения металлизированной поверхности полимерной пленки.

Дифференцируя (П1.12) по времени, получаем соотношение

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{C^2(t_0)}{\varepsilon\varepsilon_0 S} \frac{d \langle \xi(r, t) \rangle}{dt},$$

из которого вытекает выражение для средней скорости смещения поверхности пленки, характеризующее среднюю скорость перетекания гелия из камеры I в камеру II:

$$V(t) \equiv \frac{d \langle \xi(r, t) \rangle}{dt} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{C^2(t_0)} \frac{dC(t)}{dt}. \quad (\text{П1.14})$$

В проведенных экспериментах $\frac{dC(t)}{dt} > 0$ и, соответственно, $V(t) > 0$, согласно (П1.14). Параметр V мы будем использовать в качестве характеристики пластического течения твердого гелия, вычисляя его значения по регистрируемым зависимостям $C(t)$, согласно формуле (П1.14). Скорость $V(t)$ определяет скорость изменения объема Ω^I твердого гелия в камере I:

$$\frac{d\Omega^I}{dt} = -SV(t).$$

Знак «−» в этой формуле указывает, что объем Ω^I твердого гелия в камере I уменьшался в процессе пластического течения твердого гелия.

Изменение величины силы, определяемой соотношениями (П1.8), (П1.9), за время измерения при каждом фиксированном значении U было пренебрежимо малым, поэтому можно считать, что эксперименты

проводились при постоянных значениях p_U . При выполнении условия (П1.11) из выражения (П1.9) вытекает соотношение

$$p_U \approx \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} \frac{U^2}{h_0^{I2}} = \frac{C^2(t_0)}{2\varepsilon\varepsilon_0 S^2} U^2, \quad (\text{П1.15})$$

которое позволяет вычислять значение p_U с использованием измеряемых в эксперименте величин.

Отметим, что формулы (П1.14), (П1.15) (записанные в несколько другой форме) использовались нами ранее в [8,13] без подробного обоснования.

П1.3. Упругие характеристики твердого ³He

Для корректного анализа упруго-напряженного состояния в измерительной ячейке и физических механизмов, контролирующих пластическую деформацию (разд. 5) необходимо рассмотреть вопрос об упругих характеристиках твердого гелия, учитывая, что с высокой вероятностью образцы являлись поликристаллами. Упругие свойства однофазных поликристаллов обычно описывают с помощью эффективных модулей упругости, получаемых усреднением тензора модулей упругости отдельного монокристаллического кристаллита по всем возможным ориентациям его кристаллографических осей. Поэтому вначале проанализируем упругие свойства монокристаллов.

Величины компонент C_{11} , C_{12} , и C_{44} тензора модулей упругости ОЦК кристаллов ³He, приведенные в [42], содержатся в табл. П1. Отметим, что большая величина коэффициента анизотропии $A = 2C_{44}/(C_{11} - C_{12})$ указывает на высокую анизотропию упругих свойств кристаллов гелия. Это обстоятельство, в частности, обуславливает сильную зависимость величины модуля Юнга E монокристалла от направления растяжения или сжатия (пусть \mathbf{n}_E — орт этого направления). Поэтому необходимо выяснить интервал возможных значений модуля Юнга в твердом гелии. Зависимость величины E монокристаллов кубической симметрии от направления \mathbf{n}_E описывается известной формулой (см., например, в [43] задачу к § 10). Известно, что E имеет экстремальные значения в направлениях ребер и

Таблица П1. Модули упругости ОЦК кристаллов ³He, с различным молярным объемом Ω_m

Ω_m , см ³ /моль	C_{11} , 10 ⁷ Па	C_{12} , 10 ⁷ Па	C_{44} , 10 ⁷ Па	A	Усреднение Фойгта			Усреднение Ройсса		
					μ_V , 10 ⁷ Па	E_V , 10 ⁷ Па	ν_V	μ_R , 10 ⁷ Па	E_R , 10 ⁷ Па	ν_R
21,64	3,756	3,59	1,97	23,73	1,22	3,28	0,35	0,195	0,575	0,47
23,80	2,43	2,05	1,16	6,11	0,77	2,07	0,34	0,381	1,08	0,42
23,84	2,44	2,03	1,08	5,27	0,73	1,97	0,35	0,399	1,136	0,41
24,06	2,32	1,94	1,05	5,53	0,71	1,90	0,35	0,373	1,06	0,41
24,28	2,22	1,86	1,03	5,72	0,69	1,85	0,34	0,357	1,01	0,41
24,4	2,17	1,81	1	5,56	0,67	1,81	0,34	0,354	1,00	0,41

пространственных диагоналей куба. Для определения этих значений и наглядной двумерной графической иллюстрации обсуждаемой зависимости рассмотрим случай, когда орт \mathbf{n}_E параллелен плоскости типа $\{110\}$. Рисунок П.1 иллюстрирует рассчитанные в работе зависимости модуля Юнга от направления \mathbf{n}_E для монокристаллов ${}^3\text{He}$ с различными молярными объемами. На рисунке направление вектора \mathbf{n}_E относительно кристаллографических осей определяется полярным углом.

Видно, что величина и анизотропия модуля Юнга существенно зависят от величины Ω_m . Для кристаллов с $\Omega_m = 24,4 \text{ см}^3/\text{моль}$ минимальное $E \approx 5,24 \cdot 10^6 \text{ Па}$ и максимальное $E \approx 2,56 \cdot 10^7 \text{ Па}$ значения отличаются примерно в 5 раз, а для кристаллов с $\Omega_m = 21,64 \text{ см}^3/\text{моль}$ минимальное $E \approx 2,47 \cdot 10^6 \text{ Па}$ и максимальное $E \approx 5 \cdot 10^7 \text{ Па}$ значения отличаются примерно в 20 раз. Это обстоятельство может весьма существенно повлиять на разброс экспериментальных данных, полученных на разных образцах, кристаллизованных в ячейке при одинаковом Ω_m . Эти образцы (моно или поликристаллические) не будут идентичны, и следовательно, могут заметно отличаться по своим упругим свойствам.

Обсудим характеристики упругих свойств поликристаллического твердого гелия, которые мы получим путем усреднения модулей упругости монокристалла. В общем случае усреднение модулей упругости является нетривиальной процедурой, которая должна учитывать геометрическую (распределение размеров зерен) и кристаллографическую (распределение ориентаций кристаллографических осей кристаллитов) текстуру конкретного поликристалла. Наиболее часто используются методы усреднения Фойгта и Ройсса [14], которые дают оценку интервала возможных значений модулей упругости эффективной изотропной среды, используемой для приближенного описания упругих свойств

поликристалла при рассмотрении явлений на пространственных масштабах, значительно превышающих средний размер зерен. В табл. П1 приведены рассчитанные значения эффективных модулей: μ , E , ν — модуля сдвига, модуля Юнга и коэффициента Пуассона. Видно, что полученные методом усреднения Фойгта величины модулей E_V и μ_V больше, чем величины модулей E_R и μ_R , рассчитанные по Ройссу. Различие между результатами усреднений коррелирует с величиной коэффициента анизотропии A . Для кристаллов с $\Omega_m \geq 23,8 \text{ см}^3/\text{моль}$ величины модулей отличаются примерно в 2 раза, а для кристаллов с $\Omega_m = 21,64 \text{ см}^3/\text{моль}$ отличаются примерно в 6 раз. Полученные значения эффективных модулей упругости использовались для численных оценок в разд. 5 и П2.4.

П1.4. Напряженное состояние в измерительной ячейке

При анализе в рамках линейной теории упругости напряженного состояния, обусловленного электрическими силами, рассмотрим следующую модель. Рассмотрим внутренность измерительной ячейки как неоднородное упругое тело, образованное тремя плоскопараллельными слоями (соосными круглыми дисками одинакового радиуса) с различными упругими характеристиками: твердый гелий в камере I, полимерная пленка и твердый гелий в камере II. Будем считать, что это упругое тело, которое назовем неоднородным диском (учитывая реальные размеры его элементов), заключено в абсолютно жесткую (недеформируемую) обойму (корпус измерительной ячейки).

Пусть внешняя сила с двумерной плотностью $\mathbf{p} = -p\mathbf{i}_3$ (система координат как и в разд. П1.1) действует на единицу плоской внутренней поверхности раздела упругого слоя в камере I и полимерной пленки (здесь мы пока не конкретизируем природу этой силы). Сила \mathbf{p} вызывает упругие смещения в неоднородном

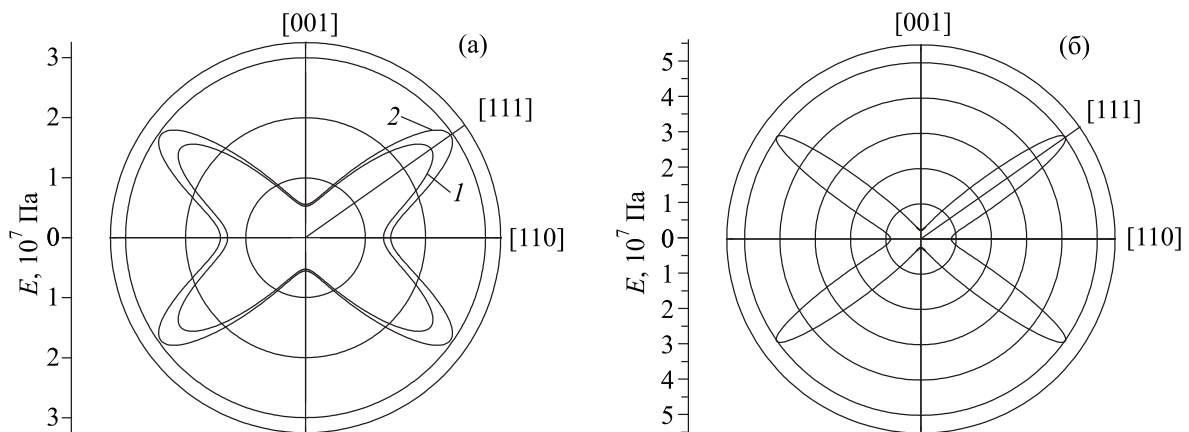


Рис. П1. Зависимость величины модуля Юнга монокристалла ${}^3\text{He}$ от направления растяжения (сжатия), параллельного плоскости типа $\{110\}$, при различных величинах молярного объема Ω_m . На рисунке ориентация этого направления относительно кристаллографических осей определяется полярным углом. (а): $\Omega_m = 24,4 \text{ см}^3/\text{моль}$ (1), $\Omega_m = 23,8 \text{ см}^3/\text{моль}$ (2); (б): $\Omega_m = 21,64 \text{ см}^3/\text{моль}$.

диске, для определения которых следует решить уравнения теории упругости с соответствующими граничными условиями. Поскольку составной диск заключен в жесткую обойму, то упругие смещения следует подчинить граничному условию: нормальные к стенкам камеры компоненты смещений должны быть равны нулю, в частности, радиусы дисков и общая толщина составного диска (определяемая высотой камеры ячейки) при деформации не изменяются. Полимерную пленку следует рассматривать как упругую пластинку, которая жестко закреплена по своему контуру. Учет этого обстоятельства приводит к граничным условиям на компоненты смещений вдоль оси ячейки. Обсуждаемая задача может быть строго сформулирована и решена в рамках теории упругих пластин [44,45], однако ее решение нетривиально и требует специального анализа в отдельном исследовании. Поэтому целесообразно найти более простое приближенное описание упругого состояния. Для этого мы проведем оценку величин максимальных деформаций элементов неоднородного диска, а затем покажем, что при таких деформациях (и тем более при деформациях, достигавшихся в экспериментах) влияние упругой реакции полимерной пленки на упруго-напряженное состояние в измерительной ячейке можно не учитывать.

Оценку величин максимальных деформаций элементов неоднородного диска можно получить в предположении, что реализуется аналог деформации одно-стороннего сжатия (растяжения). В этом случае возможно свободное скольжение по боковой поверхности камеры, и отлична от нуля только компонента вектора смещений вдоль оси z [43]. Реализуется случай однородной деформации, вследствие которой толщины слоев (дисков) изменяются от начальных значений h_0^I , h_0^M , h_0^{II} на величины δh^I , δh^M , δh^{II} соответственно, и принимают значения

$$h^I = h_0^I + \delta h^I, \quad h^M = h_0^M + \delta h^M, \quad h^{II} = h_0^{II} + \delta h^{II}.$$

Верхние индексы обозначают элементы неоднородного диска: I и II соответствуют камерам I и II, M — полимерной пленке.

Слой в камере I испытывает сжатие ($\delta h^I < 0$), слой в камере II и полимерная пленка (считаем пленку сплошным упругим слоем) испытывают растяжение ($\delta h^M > 0, \delta h^{II} > 0$), при этом, вследствие сохранения общей толщины составного диска, выполняется соотношение:

$$\delta h^I + \delta h^M + \delta h^{II} = 0. \quad (\text{П1.16})$$

Компоненты σ_{zz} тензора напряжений в слоях определяются выражениями

$$\sigma_{zz}^I = \frac{\delta h^I}{h_0^I} \tilde{E}^I, \quad \sigma_{zz}^M = \frac{\delta h^M}{h_0^M} \tilde{E}^M, \quad \sigma_{zz}^{II} = \frac{\delta h^{II}}{h_0^{II}} \tilde{E}^{II}, \quad (\text{П1.17})$$

где $\tilde{E} = \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} E$ — модуль одностороннего растяжения (сжатия) [43]. Используя условие непрерывности компоненты напряжений σ_{zz} на границе пленки и слоя II, получаем $\sigma_{zz}^M = \sigma_{zz}^{II}$, и с помощью соотношений (П1.17) находим связь между величинами δh^{II} и δh^M :

$$\delta h^M + \delta h^{II} = \left(1 + \frac{h_0^{II} \tilde{E}^M}{h_0^M \tilde{E}^{II}} \right) \delta h^M. \quad (\text{П1.18})$$

На поверхности раздела упругого слоя I и пленки должно выполняться граничное условие

$$\sigma_{zz}^I = -p + \sigma_{zz}^M. \quad (\text{П1.19})$$

Очевидно, что второе слагаемое в этом соотношении есть $\sigma_{zz}^M = \sigma_{zz}^{II}$. С помощью (П1.16)–(П1.19) находим

$$\sigma_{zz}^M = \sigma_{zz}^{II} = \frac{1}{1 + \frac{h_0^M \tilde{E}^I}{h_0^I \tilde{E}^M} + \frac{h_0^{II} \tilde{E}^I}{h_0^I \tilde{E}^{II}}} p. \quad (\text{П1.20})$$

Оценим величину третьего слагаемого в знаменателе правой части соотношения (П1.20). Если принять $\tilde{E}^I \approx \tilde{E}^{II}$, то при $h_0^{II} = 2$ мм и $h_0^I = (20-25) \cdot 10^{-3}$ мм, по-

лучаем $\frac{h_0^{II} \tilde{E}^I}{h_0^I \tilde{E}^{II}} \approx 80-100$. Используя это значение и

учитывая также, что $\frac{h_0^M \tilde{E}^I}{h_0^I \tilde{E}^M} > 0$, из (П1.20) получаем

оценку

$$\sigma_{zz}^M = \sigma_{zz}^{II} < \frac{p}{80-100} = (1,25-1) \cdot 10^{-2} p. \quad (\text{П1.21})$$

Учитывая оценку (П1.21) и соотношение (П1.19), заключаем, что с относительной точностью, не превышающей 10^{-2} (1%), можно принять

$$\sigma_{zz}^I \approx -p. \quad (\text{П1.22})$$

Отметим важное обстоятельство: соотношения (П1.21), (П1.22) не зависят от природы сил, вызывающих рассмотренное упруго-напряженное состояние.

Получим оценку сверху для величин δh^I и δh^M , используя максимальную величину достигнутого в экспериментах напряжения $\sigma \approx 6 \cdot 10^3$ Па и минимальные значения \tilde{E}^I , рассчитанные для поликристаллов с использованием эффективных модулей упругости, приведенных табл. П1. Расчет показал, что $\min(\tilde{E}^I) \approx (2,3-2,8) \cdot 10^7$ Па имеют топические поликристаллы ³He с молярным объемом $\Omega_m = 24,4$ см³/моль. В этом случае

$$\begin{aligned} |\delta h^I| &= \frac{\sigma}{\tilde{E}^I} h_0^I \approx (2,14-2,6) \cdot 10^{-4} h_0^I \approx \\ &\approx (5,4-6,5) \cdot 10^{-9} \text{ м} \approx (12,5-15) a, \end{aligned}$$

где $a = 4,327 \cdot 10^{-10}$ м — параметр решетки ОЦК монокристалла ${}^3\text{He}$ с молярным объемом $\Omega_m = 24,4$ см³/моль. С уменьшением величины Ω_m от 24,4 см³/моль до 21,64 см³/моль значения \tilde{E}^I возрастают в (1,6–1,9) раз, и, следовательно, примерно во столько раз уменьшится величина $|\delta h^I|$.

Для оценки сверху величины δh^M используем соотношения (П1.17) и (П1.21) и получим

$$\delta h^M < 1,25 \cdot 10^{-2} \frac{\sigma}{\tilde{E}^M} h_0^M.$$

Для полимерной пленки (полиэтилентерефталат) $E^M \approx 5,35$ ГПа при $T = 4,2$ К [46]. Учитывая, что $\tilde{E}^M > E^M$, получаем оценку $\delta h^M < 1,4 \cdot 10^{-8} h_0^M$.

Используя полученные численные оценки величин δh^I , δh^M и результаты теории изгиба упругих пластин [44,45], можно показать, что учет влияния упругой реакции полимерной пленки (рассматриваемую как защемленную по контуру круглую пластинку) на упруго-напряженное состояние в измерительной ячейке приводит к малым поправкам для величины сил, действующих на ее поверхность: $|\delta p| < 10^{-3} p$. Следовательно, формулы (П1.21) и (П1.22) с относительной точностью 10^{-2} характеризуют напряженное состояние твердого гелия в значительной части объема ячейки, исключая, естественно, области вблизи боковых поверхностей камер.

Поэтому в интересующем нас случае (когда $p = p_U$) в качестве параметра, характеризующего упруго-напряженное состояние в камере I, мы будем использовать положительную величину $\sigma = |\sigma_{zz}^I| = p_U$, которая вычисляется по формуле (П1.15). Отметим, что формула (П1.15) (записанная в другой форме) использовались нами в [8,13] для расчета механического напряжения.

Приложение 2. Некоторые соотношения теории активационного движения дислокаций в рельефе Пайерлса, использованные для анализа пластического течения в твердом ${}^3\text{He}$

В данном Приложении приведены основные результаты теоретического анализа активационного движения дислокаций в рельефе Пайерлса, развитого на основе струнной модели дислокации [14,26–28] и использованного при рассмотрении дислокационного пластического течения твердого гелия в разд. 5. В этой модели дислокация рассматривается как гибкая струна, характеризующаяся линейной плотностью эффективной массы M_d и линейным натяжением U_d . Феноменологические параметры M_d и U_d в континуальной теории дислокаций определяются лишь по порядку величины, в частности, для U_d обычно принимается стандартная оценка $U_d \approx \mu b^2$. Эту оценку можно принять для упругоизотропной среды, однако для сильно анизотропной среды, которой является твердый гелий,

она представляется явно неудовлетворительной. Аналитический расчет U_d в анизотропном кристалле является нетривиальной задачей, поэтому в разд. П2.1 предложен метод оценки величины параметра U_d , основанный на общих свойствах упругих волн в кристаллах и позволяющий уменьшить количественную неопределенность в полученных на основе струнной модели дислокации формулах.

П2.1. Малоамплитудные колебания дислокаций и параметры одиночных кинков

Пусть при отсутствии внешнего напряжения τ^* дислокация имеет прямолинейную конфигурацию и лежит в одной из долин потенциала Пайерлса. Введем в плоскости скольжения дислокации прямоугольную систему декартовых координат и поместим ось x вдоль этой долины. Поперечное смещение дислокации (вдоль оси y , перпендикулярной долине рельефа Пайерлса) $u(x, t)$ относительно ее начальной прямолинейной конфигурации в рельефе Пайерлса $U(u)$ под действием напряжения τ^* как функция координаты x и времени t описывается уравнением

$$M_d \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - U_d \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = - \frac{dU(u)}{du} + b\tau^*. \quad (\text{П2.1})$$

Будем рассматривать движение дислокации при отсутствии внешних сил $\tau^* = 0$. В этом случае уравнение (П2.1) имеет решения, описывающие наиболее низкие моды — малые свободные изгибные колебания дислокации в одной долине потенциала Пайерлса: $u(x, t) = u_0 \cos(kx - \omega t + \theta_0)$ ($u_0 \ll a_p$ и θ_0 — произвольные постоянные), с законом дисперсии

$$\omega^2 = \omega_p^2 + s_d^2 k^2, \quad (\text{П2.2})$$

где

$$s_d^2 = U_d / M_d, \quad \omega_p^2 = (d^2 U / du^2) \Big|_{u=0} / M_d. \quad (\text{П2.3})$$

Как известно [21,47], скорость s_d практически не должна отличаться от скорости s_t поперечных звуковых волн. Величина скорости s_t с заданными направлением распространения и поляризацией может быть измерена экспериментально или рассчитана на основе теории упругих волн в кристаллах (см., например, [48]), что позволяет получить количественное значение величины s_t , а следовательно и s_d . Это обстоятельство на основании соотношения (П2.3) позволяет для линейного натяжения дислокации использовать выражение

$$U_d = s_t^2 M_d. \quad (\text{П2.4})$$

В интересующем нас случае скольжения по системам $\langle 111 \rangle \{110\}$ и $\langle 111 \rangle \{112\}$ рассмотрим винтовую дислокацию с вектором Бюргерса $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ и исполь-

зую результаты строгой теории упругих волн в кубических кристаллах [48]. В ОЦК кристаллах имеется четыре оси симметрии третьего порядка L_3 , которые в кристаллографической системе координат определяются направлениями типа $\langle 111 \rangle$. Вдоль оси L_3 может распространяться чисто продольная волна и две чисто поперечных волны. При этом все поперечные волны, распространяющиеся вдоль оси L_3 , будут иметь одну и ту же скорость, а их смещения могут быть произвольно ориентированы в плоскости, перпендикулярной к L_3 . Это утверждение справедливо также для осей симметрии L_4 и L_6 , если они имеются в кристалле [48]. Таким образом, для упругих волн, распространяющиеся вдоль оси L_3 , акустические свойства кубического кристалла совпадают со свойствами некоторой изотропной среды. Скорость этих поперечных волн определяется известным выражением

$$s_t^2 = \rho^{-1} \mu_t = (C_{11} - C_{12} + C_{44}) / (3\rho), \quad (\text{П2.5})$$

где ρ — плотность кристалла, $\mu_t = (C_{11} - C_{12} + C_{44}) / 3$.

Следовательно, в ОЦК кристаллах скорость s_d , характеризующая малые изгибные колебания винтовой дислокации с вектором Бюргерса $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$, должна быть одинакова для любой плоскости скольжения, в которой лежит ось $\langle 111 \rangle$, и может быть вычислена с помощью выражения (П2.5). Это обстоятельство мы использовали в статье при записи формул и численных оценок в разд. 5. Скорости s_t были вычислены с использованием данных в табл. П1 для кристаллов с различными молярными объемами.

Для описания нелинейных возбуждений линии дислокации будем предполагать, для определенности, что рельеф Пайерлса имеет синусоидальную форму

$$U(y) = U_P \sin^2 \left(\frac{\pi y}{a_P} \right) = \frac{b a_P}{\pi} \tau_P \sin^2 \left(\frac{\pi y}{a_P} \right). \quad (\text{П2.6})$$

Здесь U_P — высота потенциального рельефа, $\tau_P = \pi U_P / (b a_P)$ — напряжение Пайерлса, a_P — период потенциала в направлении оси y , b — величина вектора Бюргерса. Потенциал (П2.6) имеет минимумы при $y_n = n a_P$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (долины рельефа) и максимумы при $y_n = a_P / 2 + n a_P$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (хребты рельефа). Перемещение дислокации в этом потенциале на макроскопические расстояния при $\tau^* < \tau_P$ возможно только путем активированного образования на ее линии парных перегибов (двойных кинков) и последующего их расширения. В интересующем нас случае $\tau^* \ll \tau_P$ важными параметрами теории являются характеристики одиночных статических перегибов (кинков) при $\tau^* = 0$. Отметим, что уравнение (П2.1), после подстановки в него (П2.6), при $\tau^* = 0$ приводится к стандартному виду уравнения sine-Gordon (SG), кото-

рое хорошо изучено. В частности SG уравнение имеет решения в виде волн стационарного профиля, которые соответствуют топологическим солитонам и в статическом случае описывают интересующие нас конфигурации одиночных перегибов (кинков) на дислокации [49]:

$$u(x) = \frac{2a_P}{\pi} \operatorname{arctg} \exp \left(\frac{x}{\lambda_0} \right), \quad (\text{П2.7})$$

где $\lambda_0 = \frac{s_d}{\omega_P} = \frac{a_P s_d}{\pi} \sqrt{\frac{M_d}{2U_P}}$. Согласно [14,26], ширина одиночного перегиба l_k (кинка) на бесконечной дислокации при $\tau^* = 0$ и его энергия W_k в рассматриваемой модели определяются формулами:

$$l_k = a_P (U_d / 2U_P)^{1/2}, \quad (\text{П2.8})$$

$$W_k = \frac{2a_P}{\pi} (2U_d U_P)^{1/2}. \quad (\text{П2.9})$$

Из (П2.9) следует выражение для параметра U_P

$$U_P = \frac{\pi^2 W_k^2}{8a_P^2 U_d}. \quad (\text{П2.10})$$

Используя (П2.8)–(П2.10), соотношение (П2.4) и оценку $M_d = m_a / a_d$ (m_a — масса атома, a_d — параметр решетки вдоль долины рельефа Пайерлса), получаем выражение для l_k

$$l_k = \frac{2a_P^2 U_d}{\pi W_k} = \frac{2a_P^2 m_a s_t^2}{\pi a_d W_k} \quad (\text{П2.11})$$

и выражение для напряжения Пайерлса $\tau_P = \pi U_P / (b a_P)$:

$$\tau_P = \frac{\pi^3 W_k^2}{8b a_P^3 U_d} = \frac{\pi^3 a_d W_k^2}{8b a_P^3 m_a s_t^2}. \quad (\text{П2.12})$$

Соотношения (П2.11) и (П2.12) позволяют получить оценки величин l_k и τ_P , если известны W_k , s_t и кристаллогеометрические параметры системы скольжения дислокации.

П2.2. Энергия активации и активационный объем в случае $\tau^* \ll \tau_P$

Проведем оценку величины активационного объема в интересующем нас случае $\tau^* \ll \tau_P$ (как показано выше, это условие хорошо выполняется в условиях проведенных экспериментов). Для этого используем полученное в [28] выражение для функции $E(\tau^*)$ и запишем $H(\tau^*)$ в виде:

$$H(\tau^*) = 2W_k - (2a_P^3 b F_d \tau^*)^{1/2}, \quad (\text{П2.13})$$

Здесь F_d — параметр, который характеризует взаимодействие одиночных перегибов.

Заметим, что, строго говоря, выражение (П2.13) справедливо только для описания зарождения одного парного перегиба на дислокации. Описание кинетики макроскопического пластического течения кристалла требует проведения процедуры усреднения элементарных актов зарождения критических перегибов и их расширения на многих дислокациях. Эта процедура должна учитывать большую совокупность случайных факторов (геометрическую статистику дислокаций, статистическое распределение внутренних напряжений и т.д.) и является нетривиальной задачей, которая в настоящее время еще не имеет аналитического решения. Компьютерное моделирование [50] процесса пластической деформации ОЦК монокристалла Та по пайерлсовскому механизму показало, что выражение для энергии активации, описывающее макроскопическое пластическое течение, отличается от (П2.13). Однако при условии $\tau^* \ll \tau_p$ это выражение с хорошей точностью может быть представлено линейной зависимостью от τ^* [50,51]. Для упрощения оценок аппроксимируем на некотором интервале $(0, \tau_{\max}^*)$ выражение (П2.13) линейной функцией от τ^*

$$\bar{H}(\tau^*) = 2W_k - \bar{\gamma}^* \tau^*, \quad (\text{П2.14})$$

где параметр $\bar{\gamma}^*$ имеет смысл усредненного активационного объема, который соответствует выражению (П2.13), и определяется соотношением

$$\bar{\gamma}^* = -\frac{\partial \bar{H}(\tau^*)}{\partial \tau^*} = \left(\frac{2a_p^3 b F_d}{\tau_{\max}^*} \right)^{1/2}. \quad (\text{П2.15})$$

Согласно [28], параметр F_d может быть представлен в виде

$$F_d = \frac{K_d b^2 (1+\nu)}{4\pi (1-\nu)}, \quad (\text{П2.16})$$

где K_d — энергетический параметр для дислокации. Подстановка (П2.16) в (П2.15) дает выражение для усредненного активационного объема

$$\bar{\gamma}^* = \left(\frac{a_p^3 b^3 K_d (1+\nu)}{2\pi \tau_{\max}^* (1-\nu)} \right)^{1/2}, \quad (\text{П2.17})$$

которое мы используем в подразделе 5.2.1 при анализе экспериментальных данных.

П2.3. Температура перехода к квантовому туннелированию

В наших обозначениях выражение для температуры T_0 , условно разделяющую области, в которых наиболее вероятно процесс пластического течения определяется

действием термических флуктуаций и квантового туннелирования (формула (38) в [27]), имеет вид:

$$T_0 = \frac{\hbar b a_p \tau^*}{4k_B \sqrt{M^* W_k}}, \quad (\text{П2.18})$$

где M^* — эффективная масса, связанная с линейной плотностью массы M_d дислокации и формой единичного перегиба $y_1(x)$ соотношением (формулы (30) или (B.2) в [27]):

$$M^* = \frac{M_d}{2} \int \left(\frac{\partial y_1}{\partial x} \right)^2 dx. \quad (\text{П2.19})$$

Используя выражение (П2.7), можно показать, что справедливо соотношение $M^* = W_k / (2s_d^2)$, подстановка которого в (П2.18) с учетом $s_d = s_t$ дает следующее выражение для T_0

$$T_0 = \frac{\hbar b a_p s_t \tau^*}{2^{3/2} k_B W_k}. \quad (\text{П2.20})$$

Напомним, что формула (П2.20) получена для случая синусоидального потенциала (П2.6). Однако можно ожидать, что с точностью до численного коэффициента выражение (П2.20) будет справедливо для произвольного рельефа Пайерлса.

1. J. Beamish, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 194 (2012).
2. S. Balibar, A.D. Fefferman, A. Haziot, and X. Rojas, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 221 (2012).
3. S. Balibar, J. Beamish, and R.R. Hallock, *J. Low Temp. Phys.* **180**, 3 (2015).
4. H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **35**, 1472 (1973).
5. В.Л. Цымбаленко, *Письма ЖЭТФ* **23**, 709 (1976).
6. Н.Е. Дюмин, Н.В. Зуев, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **16**, 863 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 507 (1990)]; *ФНТ* **19**, 33 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 23 (1993)].
7. A. Lisunov, V. Maidanov, N. Mikhin, A. Neoneta, V. Rubanskyi, S. Rubets, E. Rudabskii, and V. Zhuchkov, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 113, (2014).
8. В. Жучков, А. Лисунов, В. Майданов, А. Неонета, В. Рубанский, С. Рубец, Э. Рудаковский, С. Смирнов, *ФНТ* **41**, 223 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 169 (2015)].
9. J.T. West, O. Syshchenko, J. Beamish, and M.H.W. Chan, *Nature Phys.* **5**, 598 (2009).
10. D.Y. Kim and M.H.W. Chan, *Phys. Rev. B* **90**, 064503 (2014).
11. A. Sakai, Y. Nishioka, and H. Zuzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **46**, 881 (1979).
12. Н.Е. Дюмин, В.В. Бойко, Н.В. Зуев, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **20**, 274 (1994) [*Low Temp. Phys.* **20**, 217 (1994)]; *ФНТ* **21**, 509 (1995) [*Low Temp. Phys.* **21**, 395 (1995)].

13. A. Lisunov, V. Mайданов, V. Rubanskyi, S. Rubets, E. Rudavskii, S. Smirnov, and V. Zhuchkov, *Phys. Rev. B* **92**, 140505(R) (2015).
14. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, Москва (1972).
15. Дж. Маннинг, *Кинетика диффузии атомов в кристаллах*, Мир, Москва (1971).
16. S.M. Head, D.R. Ваг, and R.O. Simmons, *Phys. Rev.* **30**, 2531 (1984).
17. Й. Чадек, *Ползучесть металлических материалов*, Мир, Москва (1987).
18. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **44**, 1349 (1963).
19. Б.Я. Любов, *Диффузионные процессы в неоднородных средах*, Наука, Москва (1981).
20. Г. Нейбер, *Концентрация напряжений*, Гостехиздат, Москва-Ленинград (1947).
21. А.М. Косевич, *Теория кристаллической решетки (физическая механика кристаллов)*, Вища школа, Изд-во ХГУ, Харьков (1988).
22. D.M. Marsh, *Philos. Mag.* **5**, 1197 (1960).
23. K. Schroder, *J. Mech. Phys. Sol.* **11**, 205 (1963).
24. В.А. Москаленко, В.Д. Нацик, В.Н. Ковалева, *ФНТ* **31**, 1190 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 907 (2005)].
25. J.M. Rosenberg and H.R. Piehler, *Metallurgical Transaction* **2**, 257 (1971).
26. П. Гийо, Дж. Дорн, *Критический обзор пайерлсовского механизма деформации, в Актуальные вопросы теории дислокаций* (сборник статей), Мир, Москва (1968), с. 270.
27. Б.В. Петухов, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
28. A. Seeger, *Z. Metallkd. B* **72**, 369 (1981).
29. V.D. Natsik and X. -J. Kaufmann, *Phys. Status Solidi A* **65**, 571 (1981).
30. М.А. Стржемечный, *ФНТ* **10**, 663 (1984). [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 348 (1984)].
31. Б.В. Петухов, *ФНТ* **11**, 1090 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 601 (1985)].
32. Б.В. Петухов, *ФНТ* **12**, 749 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 425 (1986)].
33. В.И. Никитенко, в кн. *Динамика дислокаций*, Наукова думка, Киев (1975).
34. Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, *ФММ* **63**, 386 (1987).
35. В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 740 (1996)].
36. A. Seeger, *Z. Metallkd.* **93**, 760 (2002).
37. T. Suzuki, Y. Kamimura, and H.O.K. Kircher, *Philos. Mag. A* **79**, 1629 (1999).
38. Ju Li, C.Z. Wang, J.P. Chang, W. Cai, V. Bulatov, K.M. Ho, and S. Yip, *Phys. Rev. B* **70**, 104113 (2004).
39. K. Ito and V. Vitek, *Philos. Mag. A* **81**, N5, 1387 (2001).
40. Ж. Можен, *Механика электромагнитных сплошных сред*, Мир, Москва (1991).
41. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
42. S. Trikey, W. Kirk, and E. Adams, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 668 (1972).
43. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965).
44. С.П. Тимошенко, С. Войновский-Кригер, *Пластинки и оболочки*, Наука, Москва (1966).
45. А. Ляв, *Математическая теория упругости*, Изд-во НКТП СССР, Москва-Ленинград (1935).
46. Т.И. Соголова, М.И. Демина, *Механика полимеров* № 3, 387 (1977).
47. А.М. Косевич, *Дислокации в теории упругости*, Наукова Думка, Киев (1978).
48. Ф.И. Федоров, *Теория упругих волн в кристаллах*, Наука, Москва (1965).
49. А.М. Косевич, А.С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику*, Наукова Думка, Киев (1989).
50. M. Tang, L.P. Kubin, and G.R. Canova, *Acta Mater.* **46**, 3221 (1998).
51. L.H. Yang, Per Soderlind, and J.A. Moriarty, *Philos. Mag. A* **81**, 1355 (2001).

Plastic flow of solid ^3He through a porous elastic film

A.A. Lisunov, V.A. Mайданов, V.Yu. Rubanskyi, S.P. Rubets, E.Ya. Rudavskii, and S.N. Smirnov

A study of plastic flow of solid ^3He through a metallized porous elastic polymer film, the frozen-in crystal, is carried out in the temperature range of 0.1–1 K. The flow was caused by mechanical stresses in the crystal, which created by an external electrical power. The velocity of the solid helium plastic flow was determined by measuring changes in capacitance of the measuring capacitor, in which the metallized surface of the film served as a movable electrode. Two areas can be clearly identified on the temperature dependence of the flow velocity V . Above ~ 200 mK the value of V decreases exponentially with decreasing of temperature, which corresponds to the thermally activated regime of plastic flow. At lower temperatures the velocity V does not depend on temperature, indicating a quantum plastic flow. A detailed analysis of experimental data is performed in the thermally activated region. The empirical values of the following parameters are defined: activation volume, the activation energy and the threshold stress above which there is a macroscopic plastic flow. It is found that the value of the activation volume in 30–70 times more than the atomic volume, indicating that the scale of the structural rearrangements in the crystal at the elementary acts of plastic flow is significantly higher than the atomic size. In this case the activation energy is close to the value of the vacancy activation energy. The experimental results are analyzed in the framework of the diffusion-vacancy and dislocation models of plas-

tic flow. In the dislocation model we estimated the temperature below which dislocations overcome barriers Peierls by quantum tunneling. The appendix discusses the physical foundations of the methodology used and the results of the theory of the dislocation motion in the Peierls relief, which were used to analyze the characteristics of the plastic flow of solid ^3He .

PACS: 62.20.F– Deformation and plasticity;

67.80–s Quantum solids;

67.80D– Solid ^3He

67.80.dj Defects, impurities, and diffusion.

Keywords: solid helium, plastic flow, activation energy, activation volume, quantum plasticity, vacancies, dislocations.