

Вязкость и релаксационные процессы в фонон-ротонной системе He II

А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин

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

Ю.А. Киценко

*Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина*

Статья поступила в редакцию 3 октября 2008 г.

Методом колеблющегося кварцевого камертона измерена вязкость жидкого ^4He в области температур 0,2–2,2 К. Проведено количественное сравнение полученных экспериментальных данных с выводами современной кинетической теории фонон-ротонной системы сверхтекучего гелия. Проанализирована сложная иерархия релаксационных процессов и определены роль и вклад каждого процесса в коэффициент вязкости. В гидродинамической области получено согласие между экспериментом и теорией. Проанализирован также переход от гидродинамического к баллистическому режиму течения фононов и найдена эффективная вязкость He II при низких температурах. Показано, что положение максимума на температурной зависимости эффективной вязкости, полученное при использовании разных методов измерения, коррелирует с характерным размером измерительного устройства.

Методом кварцевого камертона, який коливається, виміряно в'язкість рідкого ^4He в області температур 0,2–2,2 К. Проведено кількісне порівняння отриманих експериментальних даних з висновками сучасної кінетичної теорії фонон-ротонної системи надплинного гелію. Проаналізовано складну ієрархію релаксаційних процесів і визначено роль та внесок кожного процесу в коефіцієнт в'язкості. У гідродинамічній області отримано згоду між експериментом і теорією. Проаналізовано також перехід від гідродинамічного до балістичного режиму руху фононів та знайдено ефективну в'язкість He II при низьких температурах. Показано, що положення максимуму на температурній залежності ефективної в'язкості, яке отримано при використанні різних методів вимірювання, корелює з характерним розміром вимірювального пристрою.

PACS: 67.25.dg Перенос вещества, гидродинамика и сверхтекучий поток;
67.25.dt Звук и возбуждения;
67.25.du Релаксационные явления.

Ключевые слова: вязкость жидкого гелия ^4He , сверхтекучий гелий, релаксационные процессы.

1. Введение

Исследования вязкости сыграли важную роль в понимании природы сверхтекучего гелия и построении двухжидкостной модели He II. В сверхтекучем состоянии жидкий гелий проявляет исчезающе малую вязкость при течении через узкие капилляры, но, с другой стороны, при движении в жидкости посторонних тел проявляется конечная вязкость, обусловленная нор-

мальной компонентой He II. Ландау и Халатников [1] в созданной ими кинетической теории сверхтекучего гелия показали, как вязкость нормальной компоненты связана с процессами взаимодействия элементарных возбуждений — фононов и ротонов.

Экспериментальному дослідженню вязкости жидкого ^4He посвящено много работ (см., например, обзоры [2,3]), использующих разные методы. Однако в

этих работах сравнение полученных экспериментальных данных с выводами кинетической теории He II носит скорее качественный, а не количественный характер. Такое сравнение особенно важно в связи с тем, что кинетическая теория сверхтекучего гелия [1] затем была существенно дополнена [4–8] процессом распада фононов на начальном участке фононного спектра He II. Это обстоятельство делает релаксационные процессы в фонон-ротонной системе He II еще более сложными и своеобразными, а данные о вязкости являются прекрасным тестом для проверки теории.

Другой особенностью имеющих экспериментальных данных о вязкости является то, что в большинстве из них измерения ограничены областью температур выше 1,2 К. Лишь в работах [9–12] имеются данные при более низких температурах, что позволяет наблюдать переход от гидродинамического к баллистическому режиму в фононной подсистеме He II. Такой переход обычно характеризуется появлением максимума на температурной зависимости эффективной вязкости. Этот круг вопросов также требует дополнительного исследования.

В настоящее время появилась возможность получения новых данных о вязкости He II с помощью метода колеблющегося кварцевого камертона, обеспечивающего высокую чувствительность измерений. Ранее этот метод был использован при сравнительно высоких температурах (выше 1,3 К) [13] для исследования различных режимов течения в He II. Там же было показано, что в линейном режиме этот метод может быть применен и для измерения вязкости. В настоящей работе кварцевый камертон использовали для изучения кинетических свойств He II при более низких температурах. Основное внимание уделяется сопоставлению полученных экспериментальных данных о вязкости с современной кинетической теорией и анализу эффективной вязкости в баллистическом режиме. Предварительные результаты о вязкости были сообщены в работе [14].

2. Методика эксперимента

Измерительная ячейка, заполненная исследуемым He II, содержала кварцевый камертон, имеющий форму вилки (высота ноги камертона 3,9 мм, сечение ноги — 0,39×0,65 мм). В эксперименте регистрировали резонансные кривые при различных температурах и определяли частоту резонанса камертона f_0 и ширину кривой Δf на половине высоты. Резонатор работал на основной частоте $f_0 = 32,8$ кГц, а добротность резонансной линии при комнатной температуре в вакууме составляла $\sim 10^5$. Протяжка возбуждающей частоты вблизи резонанса производилась с помощью генератора Wavetek 29A, а выходной сигнал от камертона вместе с опорным сигналом возбуждающего генерато-

ра подавался на синхронный анализатор Lock-in EG&G 5208 и записывался на компьютер.

Для нахождения вязкости нормальной компоненты η использовали следующее выражение [13] для ширины резонансной линии:

$$\Delta f = \Delta f_{\text{vac}} \left(\frac{f_0}{f_{0\text{vac}}} \right)^2 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho_n \eta_n f_0}{\pi}} C S \left(\frac{f_0 / f_{0\text{vac}}}{m_{\text{vac}}} \right)^2, \quad (1)$$

где Δf_{vac} и $f_{0\text{vac}}$ — ширина кривой на половине высоты и резонансная частота в вакууме, m_{vac} — масса одной ноги камертона, S — площадь поверхности ноги камертона, ρ_n — плотность нормальной компоненты He II, C — численная константа, определяемая геометрией колеблющегося тела.

Измерения проводили в области температур 0,2–2,2 К, а исследуемый He II находился при давлении насыщенного пара. Для проведения низкотемпературных измерений (ниже $\sim 1,3$ К) был использован рефрижератор растворения, при этом измерительная ячейка имела постоянный механический тепловой контакт с камерой растворения. При высоких температурах рефрижератор растворения работал в режиме рефрижератора испарения. Для измерения температуры использовали кристаллизационный термометр по кривой плавления ^3He и термометр сопротивления из RuO_2 .

3. Вязкость нормальной компоненты He II

Значения коэффициента вязкости η были получены, как уже отмечалось, из измеренных значений ширины резонансной кривой Δf с использованием формулы (1). Температурная зависимость величины Δf исследована в работе [14], где показано, что при $T > 0,5$ К первое слагаемое в (1) пренебрежимо мало. Тогда значения η могут быть найдены по формуле:

$$\eta = \left[\frac{2m_{\text{vac}} \Delta f}{CS(f_0/f_{0\text{vac}})^2} \right]^2 \frac{\pi}{f_0 \rho_n}. \quad (2)$$

Значения констант C , S , $f_{0\text{vac}}$, m_{vac} для условий данного эксперимента определялись путем нормировки полученных значений η и литературных данных [9,11,15,16] при температуре 1,7 К, в окрестности которой η практически не зависит от температуры. В результате была получена подгоночная константа $2m_{\text{vac}} f_{0\text{vac}}^2 / CS = 1,2 \cdot 10^7$ г·с²/см². Полученная таким образом температурная зависимость вязкости нормальной компоненты He II приведена на рис. 1 вместе с данными других авторов [9,11,15,16].

Поскольку вязкость нормальной компоненты He II обусловлена переносом импульса двумя типами элементарных возбуждений — фононами и ротонами, то

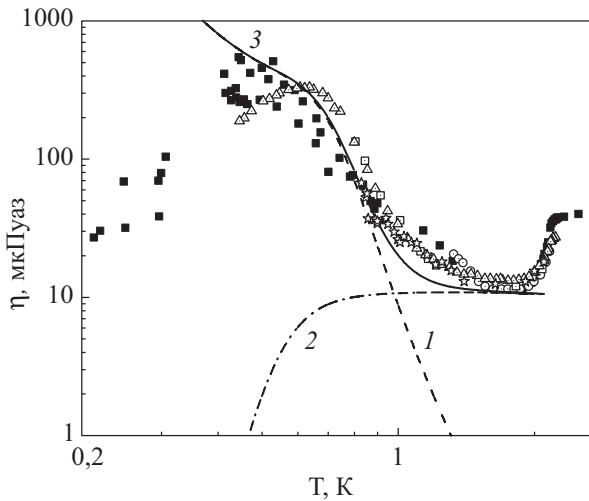


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента вязкости нормальной компоненты: настоящая работа (■); [9] (□); [11] (△); [15] (○), [16] (☆). Пунктирная линия 1 соответствует фоновой вязкости, линия 2 — ротонной вязкости, сплошная линия 3 — полная вязкость.

в соответствии с [1] полную вязкость η можно записать в виде суммы:

$$\eta = \eta_{ph} + \eta_r \quad (3)$$

где η_{ph} и η_r — фоновая и ротонная части вязкости, которые можно записать, согласно [5,17,18], в виде

$$\eta_{ph} = \frac{1}{5} \rho_{ph} c l_{ph}, \quad (4)$$

$$\eta_r = \frac{1}{10} \pi \rho_r \bar{v}_r l_r, \quad (5)$$

где ρ_{ph} и ρ_r — части плотности нормальной компоненты, обусловленные, соответственно, фононами и ротонами, c — скорость звука, $\bar{v}_r = \sqrt{\frac{2kT}{\pi\mu}}$ — средняя теп-

ловая скорость ротонов, $\mu = 0,16 m_{He4}$ — эффективная масса ротона, $l_{ph} = c\tau_{ph}$ и $l_r = \bar{v}_r \tau_r$ — длины свободного пробега, а τ_{ph} и τ_r — характерные времена релаксации в фоновой и ротонной подсистемах. Наиболее сложным моментом при расчете вязкости является нахождение соответствующих времен релаксации. Многообразие релаксационных процессов в фоновой-ротонной системе He II и своеобразный характер установления равновесия в каждой из этих подсистем требует учета многих факторов при расчете величин τ_{ph} и τ_r .

4. Иерархия релаксационных времен. Сравнение с экспериментом

Процессы взаимодействия элементарных возбуждений в фоновой-ротонной системе He II весьма сложны и сильно зависят от температуры. Установление равновесия в фоновой подсистеме He II связано с большим разнообразием релаксационных процессов. При давлениях, меньших 19 бар, фоновый спектр He II является распадным и разрешены трехфононные процессы, в которых участвуют фононы, распространяющиеся под малыми углами друг к другу. Эти процессы приводят к быстрому установлению равновесия вдоль заданного направления (продольная релаксация) с временем [20,21]:

$$\tau_{||} = \frac{15\rho c^5 h^4 k^4}{\pi^3 (u+1)^2 T^4 \epsilon}, \quad (6)$$

где $u = \frac{\rho}{c} \frac{\partial c}{\partial \rho}$, ρ — плотность HeII, ϵ — энергия фонона.

Для газа тепловых фононов с энергией $\epsilon = 3kT$ выражение (6) дает

$$\tau_{||} = 2,62 \cdot 10^{-10} T^{-5} \text{ с}. \quad (7)$$

Полное равновесие в фоновой системе достигается после того, как произошел процесс выравнивания температуры и дрейфовой скорости между различными направлениями (поперечная релаксация) с характерным временем τ_{\perp} , которое намного больше $\tau_{||}$.

Следует отметить, что, кроме поперечной трехфононной релаксации с временем τ_{\perp} , важную роль в установлении равновесия в фоновой подсистеме играют также и четырехфононные процессы с временем релаксации τ_{4ph} . Это было отмечено в работе [6], и недавно, более детально, исследовано в работе [22]. В общем случае время фоновой-ротонной релаксации τ_{ph-ph} определяется процессами с временами релаксации τ_{\perp} и τ_{4ph} , таким образом,

$$\tau_{ph-ph} = (6\tau_{\perp}^{-1} + \tau_{4ph}^{-1})^{-1}. \quad (8)$$

Как было показано в [22], в области температур $0,5 < T < 0,9$ К необходимо учитывать оба процесса. При более низких температурах доминируют трехфононные процессы с временем τ_{\perp} , а при более высоких температурах четырехфононные процессы с временем τ_{4ph} преобладают над процессами поперечной релаксации. Однако вязкостное время в этой области температур ($T > 0,9$ К) определяется уже временем фоновой-ротонной взаимодействия τ_{ph-r} , речь о котором пойдет чуть ниже.

Остановимся более подробно на временах, входящих в выражение (8). При $T > 0,2$ К в [8] было получено достаточно простое приближенное аналитическое

выражение для времени поперечной релаксации за счет трехфоновых процессов

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{15}{2} \frac{\hbar(1+u)^2}{(2\pi)^5 (\hbar c)^5 \rho} F \xi_{\max}^2 (kT)^5, \quad (9)$$

где $F = 620$, $\xi_{\max} \approx 5,3 \cdot 10^{-2}$, $u = 2,84$. Однако, как было показано в [5,6], в коэффициент вязкости входит не τ_{\perp} , а $\tau_2 = \frac{\tau_{\perp}}{6}$. Если подставить все величины, то получим

$$\tau_2 = 2,32 \cdot 10^{-7} T^{-5} \text{ с.} \quad (10)$$

В области более низких температур ($T < 0,2$ К) релаксация в фоновой подсистеме сверхтекучего гелия также определяется процессами поперечной релаксации, но выражение (9) в этой области температур уже неприменимо. В этом случае, согласно [6], соответствующее время может быть записано в виде

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{135 F_G (1+u)^2 \gamma^2}{2(2\pi)^5 \rho \hbar^8 c^9} (kT)^9, \quad (11)$$

где $F_G = 10^7$, $\gamma = 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Для τ_2 в этом случае имеем

$$\tau_2 = 3,05 \cdot 10^{-9} T^{-9} \text{ с.} \quad (12)$$

Время четырехфоновых процессов, вычисленное в работе [1], может быть записано в виде

$$\frac{1}{\tau_{4ph}} = \frac{9 \cdot 13! (u+1)^4}{2^{13} (2\pi)^7 \hbar^7 \rho^2 c^{10}} (kT)^9 \quad (13)$$

или

$$\tau_{4ph} = 2,54 \cdot 10^{-8} T^{-9} \text{ с.} \quad (14)$$

В итоге температурную зависимость и значение времени τ_{ph-ph} можно представить следующим образом. При температурах, меньших 0,2 К, τ_{ph-ph} определяется выражением (12) и ведет себя как T^{-9} , в диапазоне температур от 0,2 К до 0,5 К τ_{ph-ph} определяется выражением (10) и имеет температурную зависимость T^{-5} . В температурном интервале от 0,5 до 0,9 К время релаксации определяется соотношением (8). При температуре порядка 0,7 К время четырехфоновых процессов τ_{4pp} становится одного порядка с временем поперечной релаксации за счет трехфоновых процессов τ_2 . Температурная же зависимость времени релаксации τ_{ph-ph} на указанном температурном интервале меняется с T^{-5} в начале интервала на T^{-9} в его конце.

При более высоких температурах время четырехфоновых процессов становится меньше времени поперечной релаксации. Однако, как уже нами отмечалось ранее, релаксация здесь определяется уже не четырехфоновыми процессами, а процессами взаи-

модействия фононов с ротонами и осуществляется согласно [7] в два этапа: вначале устанавливается равновесие между ротонным газом и энергичными фононами с энергией $2\pi kT$, а затем все остальные фононы за счет малоугловых трехфоновых процессов подстраиваются к энергичным фононам.

Характерное время фонон-ротонной релаксации τ_{ph-r} было вычислено в работе [1], а затем [7]:

$$\frac{1}{\tau_{ph-r}} = \frac{4\pi^3}{c} N_r \left[\frac{p_0(kT/c)^2}{\hbar^2 \rho} \right]^2 \left[\frac{2}{9} + \frac{1}{25} \left(\frac{p_0}{\mu c} \right)^2 + \frac{2A}{9} \frac{p_0}{\mu c} + A^2 \right], \quad (15)$$

где $N_r = 5,3 \cdot 10^{22} \sqrt{T} e^{-\Delta/T} \text{ см}^{-3}$ — число ротон в единице объема гелия, $\Delta = 8,6$ К — минимальная энергия ротона, $p_0/\hbar = 1,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ — импульс ротона, $A = -0,027$. После подстановки численных значений всех величин в (15) имеем:

$$\tau_{ph-r} = 0,77 \cdot 10^{-12} T^{-9/2} \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right) \text{ с.} \quad (16)$$

Тогда с учетом фонон-ротонного рассеяния полное время установления равновесия в фоновой системе, необходимое для вычисления вязкости, имеет вид

$$\tau_{ph} = (\tau_{ph-ph}^{-1} + \tau_{ph-r}^{-1})^{-1}. \quad (17)$$

Иерархия релаксационных времен в фонон-ротонной системе He II в зависимости от температуры наглядно представлена на рис. 2. Времена τ_{\parallel} , τ_2 , τ_{4ph} , τ_{ph-r} рассчитывали по формулам (6), (10), (14), (16)

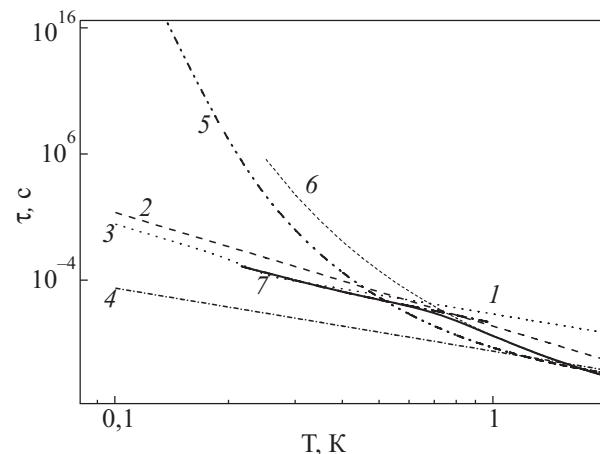


Рис. 2. Температурная зависимость характерных времен релаксационных процессов в фонон-ротонной системе He II: τ_{ph-ph} (1), τ_{4ph} (2), τ_{\perp} (3), τ_{\parallel} (4), τ_{r-r} (5), τ_{ph-r} (6), τ_{ph} (7).

соответственно. Для расчета времени τ_{ph-ph} использовали формулу (8) с учетом (9)–(14), а полное время установления равновесия в фононной подсистеме τ_{ph} рассчитывали по формуле (17) с учетом (8) и (16) (показано сплошной линией 7 на рис. 2).

Проведенный выше анализ позволил установить роль и место каждого релаксационного механизма в процессе установления равновесия в фононной подсистеме и определяющего вязкость нормальной компоненты. Используя полученные значения времени τ_{ph} (17), можно рассчитать фононную часть вязкости η_{ph} в соответствии с (4). Величина η_{ph} имеет сильную температурную зависимость (см. рис. 1).

Характерное время установления равновесия τ_r в ротонной подсистеме He II определяется двумя процессами [1,19] — взаимодействием ротона с другими ротонами, характеризующимся временем релаксации τ_{r-r} , и взаимодействием ротона с фононами с характерным временем τ_{r-ph} :

$$\tau_r = (\tau_{r-r}^{-1} + \tau_{r-ph}^{-1})^{-1}. \quad (18)$$

Согласно экспериментальным данным, $\tau_{r-r} = 4,54 \cdot 10^9 N_r^{-1}$ с, где N_r — число ротонов в единице объема, а τ_{r-ph} в соответствии с [19] может быть записано в виде

$$\tau_{r-ph} = 4\tau_{ph-r} \frac{N_r}{N_{ph}}. \quad (19)$$

Коэффициент вязкости ротонного газа (5) с учетом (19) принимает вид

$$\eta_r = \frac{p_0^2 N_r}{15\mu} \tau_{r-r} \left(1 + \frac{\tau_{r-r}}{\tau_{r-ph}}\right)^{-1}. \quad (20)$$

Выражение (20) отличается от аналогичного в [1] наличием слагаемого $\frac{\tau_{r-r}}{\tau_{r-ph}}$, которое является существенным

в области низких температур. Таким образом, η_r близко к константе $\sim 10^{-5}$ Пуаз только при $T > 1$ К, а при более низких температурах стремится к нулю как $T^{-7} N_r$. Однако последнее оказывается несущественным, так как при $T < 1$ К основной вклад в вязкость дает η_{ph} .

Полное значение рассчитанной вязкости показано на рис. 1 сплошной кривой на фоне экспериментальных данных. Можно сказать, что имеется удовлетворительное согласие в пределах суммарной ошибки измерений и расчета.

5. Переход к баллистическому режиму в фононной подсистеме. Эффективная вязкость

Длина свободного пробега фононов ℓ_{ph} растет при понижении температуры в меру увеличения времени τ_{ph} :

$$\ell_{ph} = c\tau_{ph}. \quad (21)$$

В условиях данного эксперимента при температурах $\sim 0,6$ К величина ℓ_{ph} становится того же порядка, что и характерный размер камертона a ($a = 0,39$ мм), что делает невозможным использование гидродинамического приближения для описания фононной подсистемы. Течение фононного газа переходит от гидродинамического к баллистическому (кнудсеновскому) режиму. В этом случае в результате измерений будет регистрироваться некоторая эффективная вязкость η_{eff} , значения которой приведены на рис. 3. На этом же рисунке представлены данные еще двух экспериментов [10,11] в бесстолкновительной области. Как видно на графиках, во всех случаях на зависимостях $\eta_{eff}(T)$ наблюдаются характерные максимумы.

Если для расчета эффективной вязкости использовать по-прежнему формулу (4), тогда при низких температурах (в бесстолкновительном режиме) она принимает вид

$$\eta_{eff} = \frac{1}{5} \rho_{ph} c a, \quad (22)$$

где от температуры зависит лишь фононная плотность нормальной компоненты $\rho_{ph} \sim T^4$. Поэтому в бесстолкновительном режиме η_{eff} уменьшается при по-

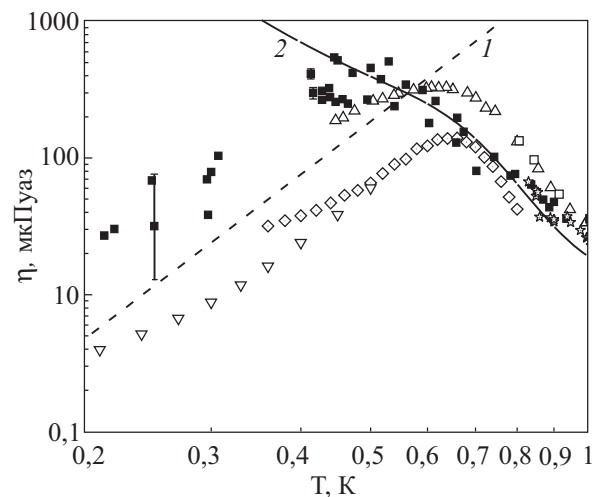


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента эффективной вязкости в области перехода от гидродинамического к баллистическому режиму: настоящая работа (■); [11] (△); [10] (◇), (▽); [15] (☆). Линия 1 — расчет по (22), линия 2 — температурная зависимость коэффициента вязкости нормальной компоненты.

нижении температуры по закону $\sim T^4$, как показано пунктирной линией на рис. 3. При высоких температурах $\eta_{\text{eff}} \sim \ell_{\text{ph}}$, т.е. уменьшается с ростом температуры, что и приводит к появлению максимума на зависимости $\eta_{\text{eff}}(T)$.

Теперь сравним положение максимума на зависимости η_{eff} от температуры, наблюдаемое в настоящей работе, с результатами, полученными методами крутильных колебаний сферы [11], колеблющейся микросферы [10] и колеблющейся проволоочки [23]. Положения максимума, как и ожидалось, коррелируют с размером использованного измерительного устройства. Это наглядно проиллюстрировано на рис. 4, где на фоне температурной зависимости длины свободного пробега фононов обозначены температуры перехода от гидродинамического к баллистическому режиму, наблюдаемые в разных работах и соответствующие характерные размеры измерительных устройств. В пределах суммарной погрешности в расчете ℓ_{ph} , определении величины a и идентификации температуры перехода можно считать, что точки перехода между режимами находятся вблизи точек пересечения линий характерного размера прибора и длины свободного пробега фононов.

6. Заключение

Проведенная серия экспериментов показала, что пьезокварцевый камертон является достаточно надежным, общедоступным средством для измерения вязкости жидкости, в частности, сверхтекучего гелия. В работе впервые проведено количественное сравнение

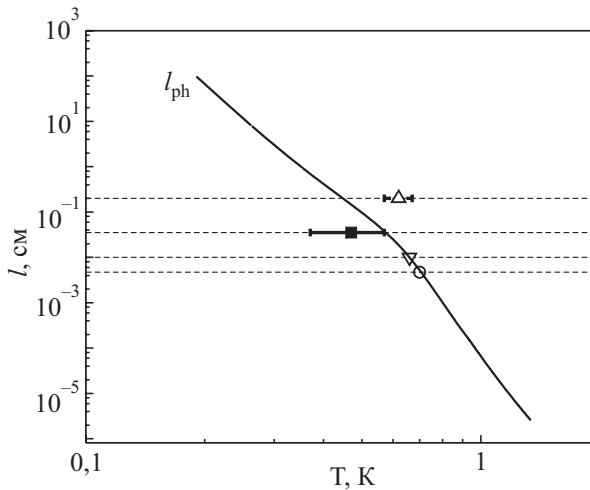


Рис. 4. Температурная зависимость длины свободного пробега фононов ℓ_{ph} и точки перехода к баллистическому режиму, наблюдаемые в разных работах: настоящая работа (■), [23] (○), [10] (▽), [11] (△).

экспериментальных данных о вязкости нормальной компоненты He II с результатами современной кинетической теории фонон-ротонной системы. Установлено удовлетворительное согласие между имеющимися экспериментальными данными в гидродинамической области и современной кинетической теорией He II.

Метод камертона позволил проводить измерения в широкой области температур и при низких температурах наблюдать переход от гидродинамического к баллистическому режиму течения фононов. Анализ полученных и имевшихся данных в этой области показал согласие между экспериментом и теорией.

Авторы выражают благодарность И.Н. Адаменко и К.Э. Немченко за полезные дискуссии.

Работа была частично поддержана грантом УНТЦ (проект 3718).

1. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников, *ЖЭТФ* **19**, 637 (1949); Л.Д. Ландау, И.М. Халатников, там же **19**, 709 (1949).
2. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, Э.Я. Рудавский, *Свойства жидкого и твердого гелия*, Изд-во Стандартов, Москва (1978), с. 128.
3. R.J. Donnelly and C F. Barenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 6 (1998).
4. H.J. Maris, *Phys. Rev.* **A8**, 1980 (1973); H.J. Maris, *ibid.* **A8**, 2629 (1973); H.J. Maris, *ibid.* **A9**, 1412 (1974).
5. D. Benin, *Phys. Rev.* **B11**, 145 (1975).
6. В.Л. Гуревич, В.Д. Лайхтман, *ЖЭТФ* **69**, 1230 (1975).
7. И.Н. Адаменко, В.А. Слюсарев, *ФНТ* **5**, 1113 (1979).
8. Ю.А. Косевич, *ФНТ* **9**, 479 (1983).
9. A.D.B. Woods and A.C. Hollis Hallett, *Can. J. Phys.* **41**, 596 (1963).
10. M. Niemetz, H. Kerscher, and W. Schoepe, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 287 (2002); M. Niemetz and W. Schoepe, *J. Low Temp. Phys.* **135**, 447 (2004).
11. Б.Н. Есельсон, О.С. Носовицкая, Л.А. Погорелов, В.И. Соболев, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 34 (1980).
12. M.J. Lea, M. Fozooni, and D.W. Retz, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 303 (1984).
13. R. Blaauwgeers, M. Blažkova, M. Clovečko, V.B. Eltsov, R. DeGraaf, J. Hosio, M. Krusius, D. Schmoranzner, W. Schoepe, L. Skrbek, P. Skyba, R.E. Solntsev, and D.E. Zmeev, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 537 (2007); M. Blažkova, M. Clovečko, E. Gazo, L. Skrbek, and P. Skyba, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 305 (2007).
14. Г.А. Шешин, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова, *ФНТ* **34**, 1111 (2008).
15. Э.Л. Андроникашвили, *ЖЭТФ* **18**, 429 (1948).
16. К.Н. Зиновьева, *ЖЭТФ* **31**, 31 (1956).
17. И.М. Халатников, Д.М. Черникова, *ЖЭТФ* **49**, 1957 (1965); И.М. Халатников, Д.М. Черникова, *ЖЭТФ* **50**, 411 (1966).
18. K.R. Atkins, *Phys. Rev.* **108**, 911 (1957).
19. И.Н. Адаменко, Н.Р. Беляев, В.И. Цыганок, *ФНТ* **14**, 899 (1988).
20. M.A.H. Tucker, A.F.G. Wyatt, I.N. Adamenko, A.V. Zhukov, and K.E. Nemchenko, *ФНТ* **25**, 657 (1999).

21. I.N. Adamenko, Yu.A. Kitsenko, K.E. Nemchenko, V.A. Slipko, and A.F.G. Wyatt, *ФНТ* **31**, 607 (2005).
22. I.N. Adamenko, Yu.A. Kitsenko, K.E. Nemchenko, et al., *to be published*.
23. M. Morishita, T. Kuroda, A. Sawada, and T. Satoh, *J. Low Temp. Phys.* **76**, 387 (1989).

Viscosity and relaxation processes in phonon–roton system of He II

A.A. Zadorozhko, E.Ya. Rudavskii, V.K. Chagovets, G.A. Sheshin, and Yu.A. Kitsenko

The viscosity of liquid ^4He in a temperature range of 0.2–2.2 K is measured with using a vibrating quartz tuning fork. The experimental data are compared quantitatively with the results of the kinetic theory available for phonon-roton system of

superfluid helium. The complicated hierarchy of relaxation processes is analyzed and the contribution of each of the processes to viscosity coefficient is obtained. In the hydrodynamic region, we observed the agreement between the experiment and the theory. The effective viscosity of He II is estimated at low temperatures, and the transition from the hydrodynamic flow of phonons to a ballistic regime is analyzed. The maximum position in the temperature dependence of effective viscosity, obtained by different methods, is found to correlate with the characteristic size of the measuring device.

PACS: 67.25.dg Transport, hydrodynamics, and superflow;
67.25.dt Sound and excitations;
67.25.du Relaxation phenomena.

Keywords: viscosity liquid ^4He , superfluid helium, relaxation process.