

Диссипация кинетической энергии камертона, погруженного в сверхтекучий гелий, при различных частотах колебаний

И.А. Гриценко, К.А. Клокол, С.С. Соколов, Г.А. Шешин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: gritsenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 30 сентября 2015 г., опубликована онлайн 23 ноября 2015 г.

Проведено экспериментальное исследование коэффициента сопротивления движению, являющегося характеристикой диссипации энергии при колебаниях камертонов, погруженных в жидкий гелий. Эксперименты выполнены в области температур от 0,1 до 3,5 К, перекрывающей как гидродинамическое течение, так и баллистический режим переноса тепловых возмущений сверхтекучего гелия ниже 0,6 К. Установлено, что частотная зависимость коэффициента сопротивления имеется в гидродинамическом пределе, когда основным механизмом диссипации является вязкое трение жидкости о стенки колеблющегося тела при температуре выше 0,7 К. В этом случае коэффициент сопротивления пропорционален квадратному корню из частоты колебаний, а его температурная зависимость в He II определяется соответствующими зависимостями плотности нормальной компоненты и вязкости жидкости. При более низких температурах зависимость коэффициента сопротивления от частоты отсутствует и величина диссипативных потерь определяется только температурной зависимостью плотности нормальной компоненты. В то же время во всем исследуемом диапазоне температур величина диссипативных потерь зависит от геометрических размеров колеблющегося тела.

Проведено експериментальне дослідження коефіцієнта опору руху, що є характеристикою дисипації енергії при коливаннях камертонів, занурених у рідкий гелій. Експерименти виконані в області температур від 0,1 до 3,5 К, що перекриває як гідродинамічний плин, так і балістичний режим переносу теплових порушень надплинного гелію нижче 0,6 К. Установлено, що частотна залежність коефіцієнта опору є в гідродинамічній області, коли основним механізмом дисипації є в'язке тертя рідини об стінки коливного тіла при температурі вище 0,7 К. У цьому випадку коефіцієнт опору пропорційний квадратному кореню із частоти коливань, а його температурна залежність у He II визначається відповідними залежностями щільності нормальної компоненти й в'язкості рідини. При більш низьких температурах залежність коефіцієнта опору від частоти відсутня, і величина дисипативних втрат визначається тільки температурною залежністю щільності нормальної компоненти. У той же час у всьому досліджуваному діапазоні температур величина дисипативних втрат залежить від геометричних розмірів коливного тіла.

PACS: 67.25.dk Вихри и турбулентность;
67.25.dg Транспорт, гидродинамика и сверхтекучие потоки;
67.25.dm Двухжидкостная модель, феноменология.

Ключевые слова: кварцевый камертон, турбулентность в жидком гелии, коэффициент сопротивления потоку.

1. Введение

Макроскопическое течение сверхтекучего гелия сопровождается диссипативными процессами как при ламинарном, так и при турбулентном режимах переноса жидкости. При этом существенный вклад в диссипа-

тивные процессы вносит тело, погруженное в жидкость и возбуждающее течение жидкости при своих колебаниях, поскольку диссипация движения жидкости в немалой степени определяется ее трением о колеблющееся тело [1]. Наиболее часто в качестве такого тела используется кварцевый камертон [2–7], анализ

движения которого позволяет установить связь между амплитудно-частотными характеристиками (АЧХ) осциллирующего камертона и коэффициентом сопротивления потоку, являющимся одним из самых информативных параметров при анализе движения жидкости и его диссипации. Использование методики кварцевого камертона позволило сделать ряд важных выводов о свойствах сверхтекучего потока в гелии и диссипативных процессах, сопровождающих такие потоки. Так, установлено, что при температуре ^4He ниже 0,5 К возникает специфический режим течения, переходный между ламинарным и турбулентным. Данный вывод был сделан при анализе зависимости скорости течения от силы, возбуждающей поток жидкости при движении ножек камертона. При более высоких температурах смена ламинарного режима течения на турбулентный происходит плавно, а переходный режим отсутствует.

Другим важным результатом является идентификация механизмов, ответственных за диссипацию ламинарного потока He II [4,5]. Частота колебаний ножек камертона, погруженного в гелий, в работах [4,5] составляла ~ 32 кГц. Оказалось, что механизмы диссипации сильно отличаются в различных температурных интервалах. Так, при температуре $T > 0,7$ К основным диссипативным механизмом является вязкое трение нормальной компоненты сверхтекучей жидкости о колеблющиеся ножки камертона. Установлено также, что температурную зависимость коэффициента сопротивления потоку колеблющихся камертонов различных размеров, погруженных в исследуемую жидкость, можно описать с помощью выражений для силы трения, возникающей при осцилляциях цилиндра, находящегося в этой жидкости, при температурах вплоть до 3,5 К, т.е. не только в сверхтекучем, но и нормальном гелии.

При $T < 0,6$ К складывается интересная ситуация, когда длина свободного пробега тепловых возбуждений He II превышает размеры камертона. В этом случае диссипация обусловлена баллистическим рассеянием возбуждений на ножках камертона [4]. Переход от гидродинамического режима течения к баллистическому режиму рассеяния проявляется в изменении температурной зависимости коэффициента сопротивления: $\lambda \propto T$ при $T > 0,7$ К и $\propto T^4$ для $T < 0,6$ К.

Помимо диссипации, обусловленной трением жидкости на колеблющихся ножках камертона, имеется дополнительный механизм диссипации, связанный с возникновением акустических волн в жидкости, на что тратится кинетическая энергия колебаний ножек. Это явление было обнаружено и исследовано в [2,5–9]. Оказалось, что акустический механизм диссипации проявляется при частотах колебаний камертона 32–100 кГц, т.е. в основном при частотах, превышающих те, что использовались в [4,5]. Было установлено, что, вообще говоря, акустическое излучение дает существенный

вклад в диссипативные процессы, хотя данный механизм диссипации может быть подавлен уменьшением размеров области, заполненной жидкостью [6], окружающей камертон, и в меньшей мере геометрическими размерами камертона [5].

В то же время ряд вопросов, связанных с исследованием и идентификацией диссипативных процессов в жидком гелии, остается малоизученным. Так, практически не исследовано, как влияет частота колебаний на диссипативные процессы. Целью настоящей работы является исследование влияния частоты колебаний камертона на процессы диссипации их энергии при определении коэффициента сопротивления ламинарному потоку в широком температурном интервале. В отличие от работ [4,5], где нами применялись камертоны разных размеров, но имеющие почти одинаковую резонансную частоту порядка 32 кГц, в настоящих экспериментах использованы камертоны меньшего размера. Однако все камертоны имели одинаковое поперечное сечение своих ножек, тогда как их резонансные частоты составляли от 6,6 до 32 кГц, т.е. покрывали интервал частот, меньших, чем 32 кГц в [4,5]. Эксперименты проводились при температурах от 0,1 до 3,5 К, т.е. в областях как гидродинамического течения, так и баллистического рассеяния тепловых возбуждений сверхтекучего гелия.

2. Оборудование и методика проведения эксперимента

В экспериментах использованы пять кварцевых камертонов, погруженных в сверхтекучий ^4He , при давлениях насыщенного пара. Камертоны были любезно предоставлены нам низкотемпературной группой университета Ланкастер и аналогичны тем, что исследовались в [7]. Основные параметры камертонов приведены в таблице 1.

Все камертоны были закреплены в медном блоке, показанном на рис. 1 слева, с цилиндрическими полостями (1) диаметром 3 мм и глубиной 8 мм, в которых помещались камертоны (2). Медный блок располагался в герметичной ячейке (правая часть рис. 1), состоящей из верхнего фланца (3), имеющего теплообменник (4) из ультрадисперсного серебряного 700 Å порошка, средней части ячейки (5) с капилляром для заполнения исследуемым ^4He и нижним фланцем (8) с вводами для измерения электрического сигнала. Верхний и нижний фланцы ячейки уплотняли с помощью индиевого кольца (7). Верхний фланец (3) ячейки находился в тепловом контакте с камерой растворения рефрижератора растворения.

Температура исследуемой жидкости определялась с помощью термометра сопротивления RuO_2 , расположенного внутри ячейки и прокалиброванного по кристаллизационному термометру, основанному на изме-

Таблица 1. Основные параметры используемых камертонов

Номер камертона	$L, 10^{-3}$ м	$H, 10^{-3}$ м	$M, 10^{-3}$ м	$D, 10^{-3}$ м	$f_v, \text{Гц}$	$\Delta f_v, \text{Гц}$	$a, \text{Кл/м}$
K24	3,5	0,09	0,075	0,09	6651,62	0,0097	$4,4 \cdot 10^{-7}$
K25	3,1	0,09	0,075	0,09	8464,93	0,021	$5,3 \cdot 10^{-7}$
K26	2,6	0,09	0,075	0,09	12067,22	0,021	$5,9 \cdot 10^{-7}$
K28	1,8	0,09	0,075	0,09	24963,71	0,035	$8,7 \cdot 10^{-7}$
K29	1,55	0,09	0,075	0,09	33565,50	0,046	$7,1 \cdot 10^{-7}$

Примечание: L, H, M, D — длина, толщина, ширина и расстояние между ножками камертона соответственно; f_v и Δf_v — резонансная частота и ширина резонанса в вакууме соответственно, a — постоянная камертона.

рении зависимости давления плавления ^3He от температуры. Сопротивление термометра измерялось с помощью моста сопротивлений AVS-47В. Температуру камеры растворения можно было поддерживать постоянной с помощью стабилизатора температур, связанного обратной связью с термометром сопротивления камеры растворения. Температура стабилизировалась с точностью ± 1 мК.

Процедура измерений ранее была подробно описана в [4,6,8–11]. Измерялись АЧХ камертонов при различных возбуждающих напряжениях U и фиксированных температурах. Амплитуда переменного тока I , возбуждаемого в измерительной цепи колебаниями ножек камертона, определялась по падению напряжения на образцовом сопротивлении 1 кОм с помощью синхронного усилителя Two Phase Lock-in Analyzer 5208. По АЧХ определяли амплитуду I_0 и частоту f_0 резонанса камертонов при температуре измерений, а также полуширину резонансной линии Δf . Определяли также зависимости скорости колебания ножек камертона $v = I/a$ от возбуждающей силы $F = aU/2$, где a — постоянная камертона. Значения постоянных камертонов приведены в таблице 1.

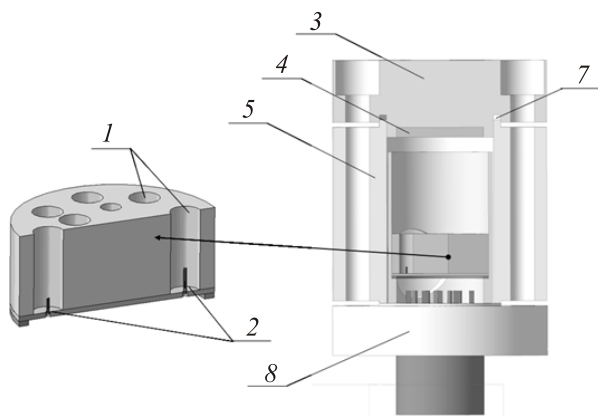


Рис. 1. Конструкция ячейки и расположения камертонов: 1 — медная вставка с закрепленными в ней камертонами 2; 3 — верхний фланец ячейки с серебряным теплообменником 4; 5, 8 — корпус и нижний фланец ячейки; 7 — индиевое уплотнение.

Эксперименты проводились в интервале температур от 0,08 до 3,5 К при давлении насыщенного пара. Процедура измерений в каждом эксперименте состояла в следующем.

Вначале определялись постоянные камертонов в вакууме при температуре порядка 1 К. Затем в ячейку конденсировался исследуемый He II и определялась критическая скорость перехода (v_C) от ламинарного течения к турбулентному для каждого камертона. Для этого измеряли вольт-амперные характеристики (ВАХ) при нескольких температурах исследуемой жидкости. Критическая скорость перехода к турбулентному течению определялась по излому на зависимости скорости колебаний ножек камертона от возбуждающей силы. Типичный пример таких зависимостей приведен на рис. 2 для камертона K28, где сплошная линия (линейный режим, $F \propto v$) соответствует ламинарному течению, а пунктирная линия — турбулентному режиму течения, при котором $F \propto v^2$. В области температур ниже 0,5 К переход к турбулентному режиму течения от ламинарного происходит через промежуточный режим [11] (штрихпунктирная линия на рис. 2).

В процессе плавного изменения температуры как в сторону увеличения, так и уменьшения (скорость изменения температуры составляла 5–8 мК/с) непре-

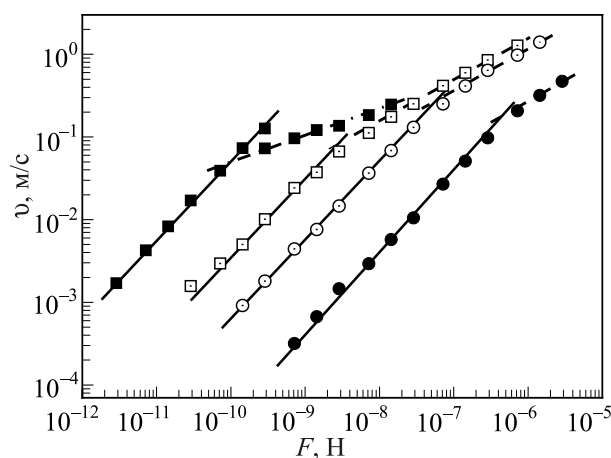


Рис. 2. Зависимость скорости колебаний от возбуждающей силы для камертона K28 при различных постоянных температурах $T, \text{К}$: 0,15 (■), 0,55 (□), 1,0 (○) и 3,3 (●).

рывно измеряли АЧХ камертонов, из которых определяли ширины резонансов и строили температурные зависимости ширины резонансных линий используемых камертонов. Для проведения измерений весь исследуемый интервал температур был разделен на три участка: а) 0,08–0,6 К; б) 0,6–1,5 К; в) 1,5–3,5 К. Каждый из температурных интервалов отличался величиной возбуждающей силы: $7,17 \cdot 10^{-11}$ Н (а); $7,17 \cdot 10^{-10}$ Н (б); $1,43 \cdot 10^{-8}$ Н (в). При этих выбранных значениях возбуждающей силы скорость колебаний ножек камертонов была ниже критической во всем указанном температурном интервале. Таким образом, измерения всегда осуществлялись при ламинарном режиме течения.

3. Температурные зависимости полуширин резонансных линий камертонов

Идентификация различных диссипативных процессов в He II основана на определении температурной зависимости коэффициента сопротивления λ камертонов, колеблющихся в He II в условиях ламинарного режима течения. Как и в наших работах [4,6], коэффициент сопротивления можно было определять двумя способами: по измерениям скорости колебаний и возбуждающей силы $\lambda = F/v$ или из полуширины Δf измеренной резонансной кривой $\lambda = 2\pi \Delta f m_{\text{eff}}$, где $m_{\text{eff}} = 0,2427 \rho_q LHM$ — эффективная масса ножки камертона [3], $\rho_q = 2659 \text{ кг/м}^3$ — плотность кварца. Последнее выражение свидетельствует о прямой пропорциональности коэффициента сопротивления полуширине резонанса, которая, в свою очередь, обусловлена диссипативными процессами, происходящими при колебании камертона и движении жидкости, возбужденном этими колебаниями. Благодаря такой пропорциональности коэффициент сопротивления является величиной, которая характеризует интенсивность диссипативных процессов в системе.

В настоящей работе для определения температурной зависимости коэффициента сопротивления использовались данные по $\Delta f(T)$, полученные при непрерывном изменении температуры. На основании этих данных определяли $\lambda(T)$ каждого камертона. Первичные экспериментальные данные $\Delta f(T)$ приведены на рис. 3.

Как видно на рис. 3, при температурах ниже 150 мК полуширины резонансных линий для всех исследованных камертонов практически не зависят от температуры и оказываются близкими к значениям, соответствующим полуширинам, измеренным в вакууме (см. Δf_v в табл. 1). По мере увеличения температуры и ее приближения к 0,7 К $\Delta f(T)$ для всех камертонов, невзирая на различные резонансные частоты, совпадают в пределах точности измерений. При $T > 0,7$ К на зависимостях $\Delta f(T)$ появляется максимум, а затем минимум, причем эти экстремумы тем сильнее выражены, чем ниже резонансная частота. У камертона K29 с резонансной частотой

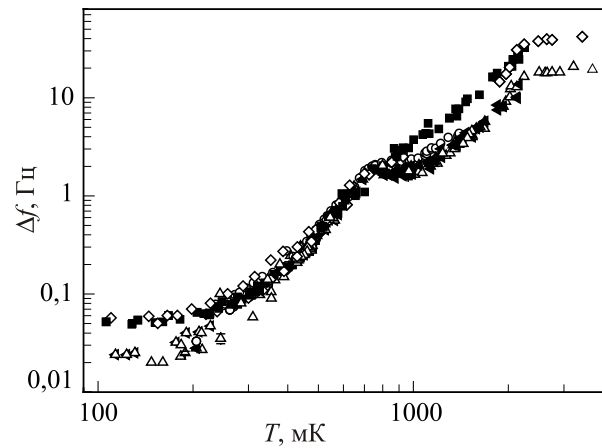


Рис. 3. Температурная зависимость ширины резонанса используемых камертонов с различными резонансными частотами: K24 (Δ), K25 (\blacktriangleleft), K26 (\diamond), K28 (\diamond), K29 (\blacksquare).

той в гелии ~ 32 кГц экстремумы практически не видны в масштабе рисунка. Следует отметить, что температурная зависимость полуширины резонанса качественно одинакова при температурах $T > 1$ К у всех камертонов, в то же время имеется количественное различие: чем меньше резонансная частота камертона, тем меньше полуширина резонансной линии.

4. Температурная и частотная зависимости коэффициента сопротивления

Для анализа температурной зависимости полуширины резонанса и определяемого этой величиной коэффициента сопротивления потоку используем подход, развитый и подробно описанный в работе [4]. В этой работе было проанализировано поведение колеблющихся камертонов разных размеров, но с близкими резонансными частотами около 32 кГц во всем исследованном температурном интервале, который включал участки как гидродинамического течения, так и баллистического режима рассеяния тепловых возбуждений.

При гидродинамическом течении основным диссипативным механизмом является вязкое трение. Для сопоставления экспериментальных данных с теоретическими результатами были использованы выражения для коэффициента сопротивления при колебаниях цилиндра в вязкой среде [4]. Эти выражения оказываются разными в зависимости от соотношения между глубиной проникновения вязкой волны $\delta_n = \sqrt{2\nu_n/\omega}$ и характерным размером R колеблющегося тела, в данном случае камертона (здесь ν_n — кинематическая вязкость He II, $\omega = 2\pi f$). Если $T > 1$ К, выполняется условие $\delta_n \ll R$. При этом коэффициент сопротивления λ_i определяется выражением

$$\lambda_h = \pi H L \rho_n \sqrt{2\nu_n \omega}, \quad (1)$$

где ρ_n — плотность нормальной компоненты He II. При понижении температуры δ_n увеличивается и при $T \approx 0,75 - 0,8$ К становится сравнимой с характерными размерами камертона. При еще более низких температурах $\delta_n > R$, и для коэффициента сопротивления следует использовать [12]

$$\lambda_l = \frac{4\pi L v_n}{\rho_n \left[\frac{1}{2} - C - \ln\left(\frac{Re}{4}\right) \right]}, \quad (2)$$

где $C \approx 0,577$ — постоянная Эйлера, а $Re = 2Rv/v_n$ — число Рейнольдса. При проведении расчетов по (2) бралось постоянное значение $Re = 0,02$, которое в [4] привело к наилучшему согласию коэффициента сопротивления, рассчитанного из экспериментальных данных, с расчетными значениями. Как показали оценки, если вычислить число Рейнольдса, используя определенную экспериментально величину v , взяв в качестве характерного размера R ножки камертона его ширину, получаются Re , весьма близкие к указанному значению $Re = 0,02$. Таким отличием Re от $Re = 0,02$ можно пренебречь, поскольку число Рейнольдса входит в (3) в качестве аргумента логарифма.

Как уже отмечалось, при $T < 0,6$ К длина свободного пробега l тепловых возбуждений в сверхтекучем гелии становится больше характерного размера колеблющегося тела, $l \gg R$, т.е. имеется баллистический режим, при котором для коэффициента сопротивления необходимо использовать выражение, полученное в рамках кинетического подхода [13]:

$$\lambda_b = \rho_n c S, \quad (3)$$

где c — скорость первого звука, S — площадь поперечного сечения ножки камертона.

Таким образом, при $T < 0,6$ коэффициент сопротивления прямо пропорционален площади поперечного сечения, а его температурная зависимость определяется зависимостью плотности нормальной компоненты и пропорциональна T^4 . Важной особенностью (3) является отсутствие зависимости λ_b от частоты колебаний.

Количественный анализ и сравнения (1)–(3) с экспериментальными данными удобно проводить с использованием приведенного коэффициента сопротивления, нормированного на площадь поперечного сечения. При этом при использовании (3) величину λ/S определим с использованием модифицированной полуширины резонансной линии $\delta f = \Delta f - \Delta f_0$, позволяющей исключить потери энергии колебаний, обусловленные внутренним трением на самом камертоне. Замена Δf на δf оказывается существенной при температуре ниже 400 мК.

Расчетные и экспериментальные данные для величины λ/S для камертонов с максимальной (32,7 кГц) и

минимальной (6,4 кГц) резонансными частотами показаны на рис. 4. Сплошные кривые — расчет для соответствующих камертонов. Как видно на рис. 4, экспериментальные и расчетные данные хорошо согласуются между собой. Некоторое отклонение расчета от экспериментальных данных имеется только при температуре $T \approx 0,6 - 0,7$ К, что обусловлено переходом между гидродинамическим и баллистическим режимами. Разброс экспериментальных данных в низкотемпературной области является результатом неточности определения δf и, как следствие, вычисления λ/S .

Используемый подход к сравнению экспериментальных и теоретических данных позволяет также проанализировать частотную зависимость коэффициента сопротивления. На рис. 5 такая частотная зависимость для λ/S приведена для температур 2,2; 1,0; 0,5 и 0,2 К в виде как экспериментальных данных, так и теоретического расчета по (1) при температурах 2,2 и 1,0 К, когда имеется гидродинамический режим переноса и по (3) для меньших температур (баллистический режим рассеяния тепловых возбуждений).

Отметим, что в гидродинамической области температур $\lambda/S \propto \sqrt{\omega}$ ($T = 2,2$ К и $T = 1$ К), а при баллистическом рассеянии зависимость от частоты отсутствует ($T = 0,5$ К и $T = 0,2$ К).

Можно сказать, что исследованный интервал температур состоит из трех условных участков:

- при $T > 0,75$ К в области температур, соответствующих гидродинамическому течению жидкости, выполняется условие $\delta_n \ll R$ и наблюдается зависимость от частоты колебаний $\lambda/S \propto \sqrt{\omega}$ в согласии с (1);

- в узком интервале $0,6$ К $< T < 0,75$ К режим трения еще можно считать гидродинамическим, выходящим на баллистический режим при понижении температуры. Здесь глубина проникновения вязкой волны становится сравнимой и больше характерного размера ка-

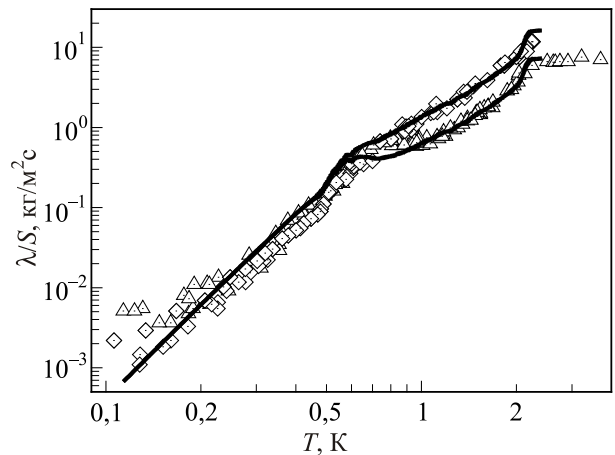


Рис. 4. Температурная зависимость удельного коэффициента сопротивления λ/S для камертонов с резонансными частотами f , кГц: 32,7 (\diamond) и 6,4 (Δ). Сплошная линия — расчет по (1)–(3).

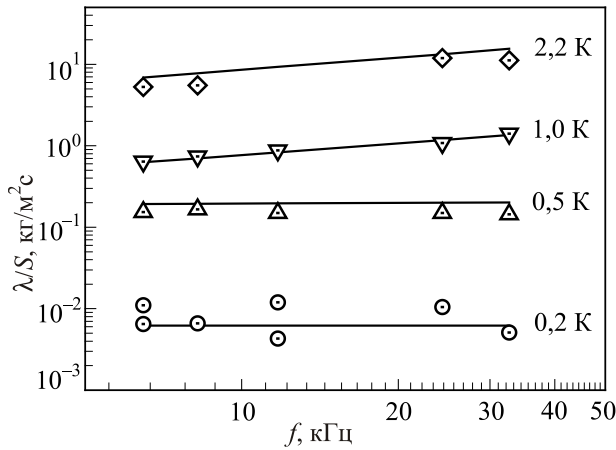


Рис. 5. Зависимость приведенного коэффициента сопротивления от частоты для температур: 2,2 К — нормальный ^4He , 1,0 К — гидродинамическое движение, 0,5 и 0,2 К — баллистическое рассеяние тепловых возбуждений. Сплошные линии — расчет по (1) и (3).

мертона ($\delta_n \geq R$) и зависимость от частоты должна уменьшаться вплоть до полного исчезновения, когда реализуется ситуация, соответствующая (2);

– при $T < 0,6$ К имеется баллистическое рассеяние тепловых возбуждений колеблющимся камертоном, при этом зависимость диссипации энергии от частоты отсутствует.

Можно заключить, что частота колебаний тела (камертона), погруженного в жидкий гелий, влияет на коэффициент сопротивления, пропорциональный полуширине резонанса камертона и характеризующий диссипативные процессы, тогда, когда глубина проникновения вязкой волны, которая зависит от частоты, значительно меньше характерного размера колеблющегося тела. Увеличение частоты приводит к увеличению диссипации $\sim \omega^{1/2}$. Если же выполняется условие $\delta_n \geq R$, частотная зависимость коэффициента сопротивления отсутствует, т.е. можно сказать, что в отношении сопротивления движению жидкости течение вблизи поверхности колеблющегося тела можно считать квазистационарным в этом пределе.

5. Заключение

Проведенные эксперименты и анализ экспериментальных данных показали, что температурная и частотная зависимости коэффициента сопротивления камертонов, погруженных в жидкий гелий, хорошо описываются в рамках подхода, развитого ранее и в настоящей работе. Подход основан на установлении влияния частоты колебаний камертона на коэффициент сопротивления потоку, который характеризует диссипативные потери при движении жидкого гелия, вызванного колебаниями ножек камертона. В гидродинамическом режиме течения коэффициент сопротивле-

ния определяется вязким трением и тем меньше, чем меньше частота колебаний. Такая частотная зависимость исчезает когда характерный размер колеблющегося тела оказывается много меньше глубины проникновения вязкой волны. Чем меньше размер колеблющегося тела, тем легче выполняется данное условие, т.е. для тел малого размера отсутствие частотной зависимости у коэффициента сопротивления должно быть типичным. Зависимость коэффициента сопротивления от частоты также отсутствует и при баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений ($T < 0,6$ К).

Сравнение (1), (2) и (3) позволяет заключить, что температурная зависимость коэффициента сопротивления и, следовательно, диссипативные процессы при колебаниях камертона в гелии во всем интервале исследованных температур определяются зависимостью плотности нормальной компоненты от температуры.

Авторы благодарны Э.Я. Рудаевскому и К.Э. Немченко за полезные дискуссии. Исследования были частично поддержаны научно-исследовательским молодежным проектом № 5/Н-2015.

1. *Progress in Low Temperature Physics* v.16, M. Tsubota and W.P. Halperin (eds), **1**, 414 (2009).
2. D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, R. Nyman, and J.R. Owers-Bradley, *J. Low Temp. Phys.* **136**, 1 (2004).
3. R. Blaauwgeers, M. Blažková, M. Človečko, V.B. Eltsov, R. de Graaf, J. Hosio, M. Krusius, D. Schmoranzer, W. Schoepe, L. Skrbek, P. Skyba, R.E. Solntsev, and D.E. Zmeev, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 537 (2007).
4. И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, А.С. Неонета, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин, *ФНТ* **37**, 695 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 551 (2011)].
5. D. Schmoranzer, M. La Mantia, G. Sheshin, I. Gritsenko, A. Zadorozhko, M. Rotter, and L. Skrbek, *J. Low Temp. Phys.* **163**, 317 (2011).
6. И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, Г.А. Шешин, *ФНТ* **38**, 1395 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1100 (2012)].
7. D.I. Bradley, M. Človečko, S.N. Fisher, D. Garg, E. Guise, R.P. Haley, O. Kolosov, G.R. Pickett, and V. Tsepelin, *Phys. Rev. B* **85**, 014501 (2012).
8. I. Gritsenko, G. Sheshin, D. Schmoranzer, and L. Skrbek, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 1062 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 823 (2013)].
9. И. А. Гриценко, Г. А. Шешин, *ФНТ* **40**, 1028 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 802 (2014)].
10. I. Gritsenko, A. Zadorozhko, and G. Sheshin, *J. Low Temp. Phys.* **171**, 194 (2013).
11. V. Chagovets, I. Gritsenko, E. Rudavskii, G. Sheshin, and A. Zadorozhko, *J. Phys: Conference Series* **150**, 032014, (2009).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
13. M. Niemetz, H. Kerscher, and W. Schoepe, *J. Low Temp. Phys.* **124**, 163 (2001).

Kinetic energy dissipation of a tuning fork immersed in superfluid helium at different frequencies of oscillations

I.A. Gritsenko, K.A. Klokol, S.S. Sokolov, and G.A. Sheshin

An experimental study is made of the drag coefficient, which is the characteristics of energy dissipation during oscillations of the tuning forks, immersed in liquid helium. The experiments were performed in the temperature range from 0.1 to 3.5 K covering both the range of a hydrodynamic flow, and the ballistic regime of transfer of thermal excitations of superfluid helium below 0.6 K. It is found that there is the frequency dependence of the drag coefficient in the hydrodynamic limit, when the main dissipation mechanism is the viscous friction of the fluid against the walls of the oscillating body at temperatures above 0.7 K. In this case, the drag coefficient is proportional to the square root

of the frequency of oscillation, and its temperature dependence in He II is determined by the respective dependence of the normal component density of the normal component and the viscosity of the fluid. At lower temperatures, the dependence of drag coefficient on the frequency is not available, and the magnitude of the dissipative losses is determined only by the temperature dependence of the density of the normal component. At the same time in the entire range of temperatures value of dissipative losses depends on the geometry of the oscillating body.

PACS: 67.25.dk Vortices and turbulence;
67.25.dg Transport, hydrodynamics, and superflow;
67.25.dm Two-fluid model; phenomenology.

Keywords: quartz tuning fork, the turbulence in the liquid helium, drag coefficient.