

Исследования кинетических процессов в концентрированном растворе ^3He – ^4He методом колеблющегося камертона

В.А. Бахвалова¹, И.А. Гриценко¹, Э.Я. Рудаковский¹, В.К. Чаговец^{1,2}, Г.А. Шешин¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: chagovets@ilt.kharkov.ua

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

Статья поступила в редакцию 28 января 2015 г., опубликована онлайн 25 мая 2015 г.

В области температур 0,5–2,3 К исследованы диссипативные процессы, вызывающие затухание колебаний кварцевого камертона, погруженного в раствор ^3He в ^4He , содержащий 15% ^3He . В эксперименте в ламинарной области течения жидкости получены резонансные кривые камертонов, ширина которых определяется характером диссипативных процессов. Исследованы камертоны с резонансной частотой 32 кГц, находящиеся внутри заводской колбы («закрытые») и камертоны без колбы («открытые»). Результаты эксперимента сопоставляются с имеющимися теоретическими рассмотрениями. Установлено, что в растворе, в отличие от чистого ^4He , существенный вклад в затухание колебаний камертона вносит излучение второго звука, которое при низких температурах превышает вклад вязкостной диссипации. Излучение первого звука не вносит вклад в затухание колебаний «закрытого» камертона из-за малого размера ячейки по сравнению с длиной волны. В случае «открытого» камертона затухание определяется тремя процессами: вязкостной диссипацией и излучением первого и второго звуков.

В області температур 0,5–2,3 К проведено аналіз дисипативних процесів, які викликають згасання коливань кварцевого камертона, зануреного в розчин ^3He в ^4He , що містить 15% ^3He . В експерименті в ламинарній області течії рідини було виміряно резонансні криві камертонів, ширина яких визначається характером дисипативних процесів. Досліджено камертони з резонансною частотою 32 кГц, які знаходяться всередині заводської колби («закриті») і камертони без колби («відкриті»). Результати експерименту порівнюються з наявними теоретичними розглядами. Встановлено, що в розчині, на відміну від чистого ^4He , істотний внесок у згасання коливань камертона вносить випромінювання другого звуку, яке при низьких температурах перевищує внесок в'язкісної дисипації. Випромінювання першого звуку не вносить вкладу в згасання коливань «закритого» камертона через малий розмір комірки в порівнянні з довжиною хвилі. У разі «відкритого» камертона згасання визначається трьома процесами: в'язкісною дисипацією та випромінюванням першого та другого звуків.

PACS: 47.35.Rs Акустические волны;
67.25.dt Звук и возбуждения;
77.65.Fs Электромеханический резонанс, кварцевые генераторы;
67.60.–g Растворы ^3He и ^4He .

Ключевые слова: сверхтекучие растворы ^3He в ^4He , кварцевый колеблющийся камертон, излучение звука, диссипативные процессы.

1. Введение

В последнее время метод колеблющегося кварцевого камертона, погруженного в сверхтекучий ^4He , широко

используется для изучения различных процессов в жидкости — перехода в турбулентное состояние [1–4], вязкости [5,6], поведения примесей ^3He [7] и др.

Колебания камертона при помещении его в жидкость затухают. Это связано с вязкостью жидкости, а также с акустическим излучением самого камертона [3,5,6,8–10]. Такие диссипативные процессы приводят к уменьшению добротности и увеличению ширины резонансной линии. При этом вязкостная диссипация доминирует при сравнительно высоких температурах, а с понижением температуры основным механизмом затухания становится излучение звуковых волн. Вклад акустического излучения в затухание колебаний камертона уменьшается с ростом давления жидкости, поскольку в этом случае возрастает скорость звука и его длина волны λ , а, как было установлено в эксперименте [9], ширина резонанса изменяется как λ^{-5} . Существенным также является соотношение между длиной волны звука и характерным размером ячейки, в которую помещается камертон, поэтому разные значения затухания были обнаружены для «закрытых» камертонов, находящихся в заводской колбе, и «открытых» камертонов со спиленной колбой. Что касается частотной зависимости ширины резонанса, то в работе [3] было выявлено два различных участка — слабую частотную зависимость при низких частотах, связанную с вязкостной диссипацией, и сильный рост затухания при частотах, больших 10^5 Гц, где доминирует излучение звука. Вклад акустического излучения в ширину резонансной линии можно описать в рамках предложенных в [10] модельных представлений.

В большинстве экспериментальных работ камертоны были использованы для изучения свойств чистого ${}^4\text{He}$. Что касается растворов ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, то первые сведения о диссипативных процессах в системе камертон–сверхтекучий раствор получены в работе [5], где для раствора, содержащего 6,2% ${}^3\text{He}$, были реализованы условия, когда основным диссипативным процессом являлось вязкостное затухание, а акустическое излучение было пренебрежимо малым. Сильная зависимость вязкостного затухания от температуры, обусловленная ферми-жидкостными эффектами, позволила авторам предложить использовать эту зависимость для определения сверхнизких температур. Метод кварцевого камертона оказался также очень удобным инструментом для изучения растворимости ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ в милликельвиновой области температур [11] и для определения критической скорости перехода в турбулентное состояние в сверхтекучем растворе с концентрацией 5% ${}^3\text{He}$ [7].

В сверхтекучих растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$, в отличие от чистого ${}^4\text{He}$, имеет место сильная связь между колебаниями давления (первым звуком) и колебаниями температуры (вторым звуком) [13], поскольку в растворах такая связь определяется не только коэффициентом теплового расширения (который в жидком гелии очень мал), а и колебаниями концентрации в звуковой волне. Поэтому в растворах (особенно с высокой концентрацией ${}^3\text{He}$) колебания камертона должны генерировать

не только первый, но и второй звук. Такой эффект был зарегистрирован в работе [14], где наблюдались стоячие волны первого и второго звуков при колебании камертона в растворе, содержащем 10% ${}^3\text{He}$. Авторы ограничились лишь качественным описанием эффекта без анализа вкладов в диссипативные процессы.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование диссипативных процессов, возникающих при колебании кварцевого камертона в концентрированном сверхтекучем растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$. Условия эксперимента были выбраны таким образом, чтобы можно было разделить вклады, вносимые в затухание за счет вязкостной диссипации, а также за счет излучения как первого, так и второго звуков.

2. Методика эксперимента

В работе проведены экспериментальные исследования особенностей колебаний камертонов в растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, содержащем 15% ${}^3\text{He}$ в интервале температур 0,5–2,3 К. Используются три промышленно изготовленных камертона, основные характеристики которых приведены в табл. 1. Все камертоны имели одинаковые геометрические размеры: высота ножек $L = 3,79$ мм, толщина $H = 0,59$ мм, ширина $W = 0,3$ мм и расстояние между ножками $D = 0,3$ мм.

Таблица 1. Характеристики исследованных камертонов

Камертон	$f_{0\text{vac}}$, Гц	Δf_{vac} , Гц	$a \cdot 10^{-6}$, Кл/м
F1 («открытый»)	32713,1	0,056	3,99
F2 («закрытый»)	32711,72	0,039	3,79
F3 («открытый»)	32707,28	0,046	3,67

Камертон F2 находился в оригинальной заводской колбе (радиус колбы $R = 1,3$ мм), в крышке которой была пропилена небольшая щель для доступа жидкости («закрытый» камертон), у камертонов F1 и F3 такая колба была спилена («открытые» камертоны). Колебания кварцевых камертонов возбуждались при частотах, близких к их резонансным частотам, с помощью сканирующих генераторов Wavetek 29A с минимальным шагом 0,01 Гц и MCP SPF80 с минимальным шагом 0,0001 Гц. Выходной сигнал от камертона вместе с опорным сигналом возбуждающего генератора подавался на синхронный анализатор (5208 Two Phase Lock-in Analyzer) и записывался на компьютер. Такая система позволяла регистрировать среднеквадратичную амплитуду выходного сигнала камертона в зависимости от возбуждающего напряжения и ширину резонансных кривых при сканировании частоты.

Камертоны были помещены в две медные цилиндрические ячейки с внутренним диаметром 11,8 мм и объемом 1,64 см³ и 1,56 см³. Ячейки имели постоянный тепловой контакт с плитой камеры испарения ${}^3\text{He}$,

температуру исследуемого раствора измеряли с помощью термометров сопротивления RuO_2 , расположенных в каждой измерительной камере и прокалиброванных по конденсационным термометрам ^3He и ^4He , а также кристаллизационному термометру, основанному на кривой плавления ^3He . Температуру ячеек стабилизировали с помощью термометра, находящегося на измерительной плите. Точность стабилизации при заданной температуре составила ≈ 1 мК. При измерении температурной зависимости было использовано специально изготовленное устройство, управляемое компьютером, которое позволяло проводить измерения на медленном дрейфе температуры с выбором начальной и конечной температуры и скорости изменения температуры. В среднем скорость изменения температуры составляла ≈ 55 мК/с.

В начале эксперимента хорошо откачанные ячейки охлаждали до температуры примерно 1,5 К и при небольших возбуждающих напряжениях проводили измерения амплитудно-частотных характеристик камертонов вблизи резонансной частоты $f_{0\text{vac}}$. При этом определяли Δf_{vac} — ширину резонансной линии на половине высоты резонанса в вакууме. Эти измерения были необходимы для определения пьезоэлектрической постоянной камертонов a . Результаты измерений для трех камертонов приведены в табл. 1.

Затем ячейки заполняли исследуемым сверхтекучим раствором ^3He – ^4He и при постоянной температуре во всей области рабочих температур 0,5–2,3 К измеряли амплитудно-частотные зависимости при возбуждающих напряжениях U (peak to peak) в интервале 10^{-3} –20 В. Эти измерения были использованы для нахождения области линейной зависимости тока от возбуждающего напряжения $I(U)$ при работе камертонов. Дальнейшие измерения температурной зависимости резонансов камертонов проводили при двух возбуждающих напряжениях: 0,1 и 1 В, соответствующих линейному режиму работы камертонов. Полученные в эксперименте значения резонансных частот и ширин на половине высоты резонанса камертонов были использованы для анализа диссипативных процессов в растворах ^3He в ^4He .

3. Скорость колебаний камертона в зависимости от возбуждающей силы

Измеренные значения амплитуды сигнала камертона в резонансе в вакууме I_0 при возбуждающем напряжении U_0 позволили, в соответствии с [6], найти пьезоэлектрическую постоянную камертона a :

$$a = \sqrt{\frac{4\pi m_{\text{eff}} \Delta f_{\text{vac}} I_0}{U_0}}, \quad (1)$$

где $m_{\text{eff}} = (\rho_q LWH)/4$ — эффективная масса камертона, ρ_q — плотность кварца.

Скорость колебаний ножки камертона v и силу F , необходимую для возбуждения колебаний, определяли по формулам:

$$v = I/a, \quad (2)$$

$$F = aU/2. \quad (3)$$

В результате для каждого камертона в области температур от 0,5 К до 2,3 К были получены зависимости скорости колебания ножек камертона от приложенной силы. Типичные зависимости $v(F)$ для температуры $T = 1,15$ К для «открытого» и «закрытого» камертонов показаны на рис. 1.

Как видно на рис. 1, при низких значениях возбуждающей силы наблюдается линейная зависимость скорости колебания ножек камертона v от приложенной силы F , что свидетельствует о ламинарном режиме течения жидкости [15]. В этом режиме проходили все дальнейшие исследования диссипативных процессов в концентрированном растворе гелия.

При росте возбуждающего напряжения на зависимостях наблюдается отклонение от линейности, связанное с переходом от ламинарного к турбулентному режиму течения жидкости, для которого характерна квадратичная зависимость $v^2 \sim F$ (пунктирная линия на рис. 1).

4. Резонансная частота и ширина резонанса

В ходе эксперимента при изменении температуры регистрировали также резонансные частоты камертонов f_0 . Типичная температурная зависимость резонансной частоты «открытого» камертона в 15% растворе ^3He в ^4He показана на рис. 2. Как было показано в [4,6], ход таких кривых определяется температурной

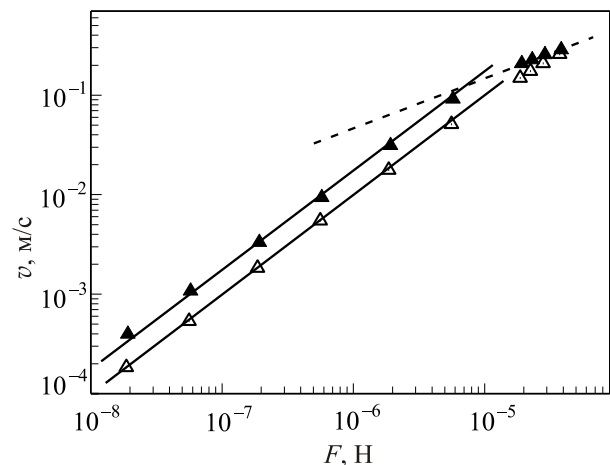


Рис. 1. Зависимости скорости колебаний ножек камертона от возбуждающей силы в 15% растворе ^3He в ^4He при $T = 1,15$ К: «открытый» камертон (Δ); «закрытый» камертон (\blacktriangle). Сплошные линии соответствуют линейной зависимости $v \sim F$, пунктир — зависимость $v^2 \sim F$.

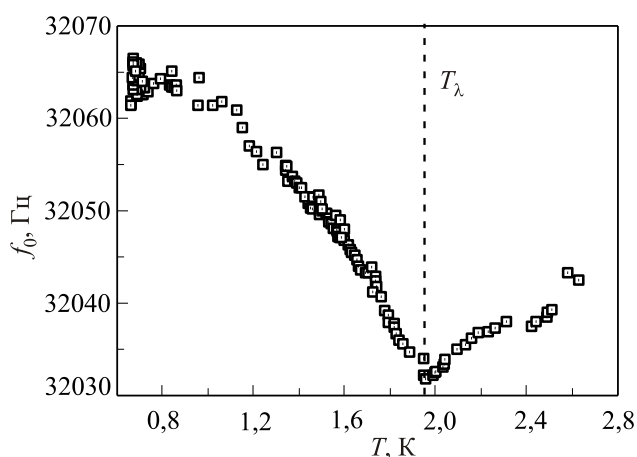


Рис. 2. Типичная температурная зависимость резонансной частоты камертона в 15% растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$. Пунктиром здесь и на последующих графиках обозначена температура перехода раствора в сверхтекучее состояние.

зависимостью плотности и вязкости среды, а минимум наблюдается при температуре перехода в сверхтекучее состояние. Для исследуемого 15% раствора ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ он соответствовал температуре 1,95 К и был дополнительной возможностью контроля концентрации раствора в ячейке. Аналогичный вид зависимости $f_0(T)$ наблюдали ранее в He II [4].

Для анализа диссипативных процессов в сверхтекучих растворах, приводящих к затуханию камертона, измеряли ширину резонансной линии на половине высоты резонанса камертонов $\Delta f(T)$, пропорциональную скорости диссипации. Температурные зависимости измеренных значений $\Delta f(T)$ для «закрытого» и «открытого» камертонов при давлении насыщенного пара приведены на рис. 3.

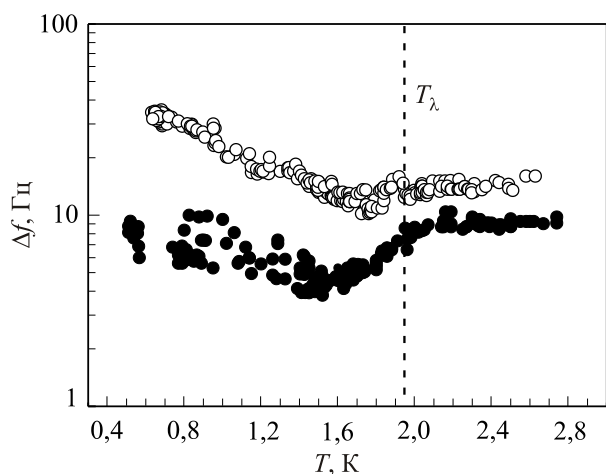


Рис. 3. Температурная зависимость ширины резонансной линии на половине высоты резонанса камертонов в 15% растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$: «открытый» камертон (O); «закрытый» камертон (●).

Сравнение полученных данных о затухании камертонов в растворе с аналогичными температурными зависимостями для ${}^4\text{He}$ в работе [9] показывает, что наличие примесей ${}^3\text{He}$ существенно увеличивает диссипацию и меняет характер этих зависимостей как в «открытой», так и «закрытой» геометрии.

Для объяснения полученных зависимостей необходимо провести детальный анализ возможных диссипативных процессов при различных условиях.

5. Механизмы диссипации колебаний «закрытого» камертона

5.1. Вязкостная диссипация

Как уже было отмечено во Введении, основными диссипативными процессами, определяющими ширину резонансной линии камертона при малых возбуждающих напряжениях в области температур 0,1–2,5 К, являются вязкость и излучение акустических волн [2,5–9]. Естественно считать, что при колебаниях камертона в концентрированном сверхтекучем растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ эти механизмы затухания также проявляются.

Выражение для вклада вязкости в ширину резонансной линии камертона в гидродинамическом режиме для He II было получено ранее в [1,6] и имеет вид

$$\Delta f_{\eta} = \Delta f_{\text{vac}} \left(\frac{f_0}{f_{0\text{vac}}} \right)^2 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho_n \eta_n f_0}{\pi}} \frac{CS}{m_{\text{vac}}} \left(\frac{f_0}{f_{0\text{vac}}} \right)^2, \quad (4)$$

где m_{vac} — масса одной ножки камертона, $S = 2L(W + H)$ — площадь поверхности ножки камертона, ρ_n и η_n — плотность и вязкость нормальной компоненты He II, C — константа, определяемая геометрией колеблющегося тела. Первое слагаемое в выражении (4) учитывает вклад в затухание упругих свойств самого камертона, который может быть определен с помощью измерений параметров резонанса в вакууме. Усредненные значения $f_{0\text{vac}}(T)$ и $\Delta f_{\text{vac}}(T)$ для исследованных камертонов приведены в табл. 1.

Значения константы C для каждого камертона в условиях каждого эксперимента определяли при сравнении значений ширины резонанса, рассчитанных по формуле (4) с учетом литературных данных для вязкости 15% раствора ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, и экспериментальных значений Δf . При этом температура для этой процедуры выбиралась такой, чтобы можно было пренебречь вкладом акустического излучения как первого, так и второго звуков.

Такой температурой всегда выбиралась температура выше T_{λ} — температуры перехода раствора в сверхтекучее состояние, для которого имеются литературные данные о вязкости и отсутствует второй звук. При этом, волны сжатия и разрежения, первый звук могут возникать лишь на больших расстояниях от колеблющегося камертона [15], а поскольку радиус

колбы камертона ($R = 1,3$ мм) меньше длины волны первого звука ($\lambda_1 \approx 7$ мм), то в «закрытом» камертоне первый звук внутри камеры также будет отсутствовать.

Таким образом, при температурах сравнения расчетных и экспериментальных значений ширина резонансной линии определяется лишь вязкостной диссипацией. Полученные в результате сравнения значения геометрической константы C оказались порядка единицы.

На рис. 4(а) показано сравнение температурных зависимостей сглаженных экспериментальных значений ширины резонансной линии Δf «закрытого» камертона в 15% растворе ^3He в ^4He (кривая 1) и вклада вязкостной диссипации Δf_η (кривая 2), рассчитанного для этого камертона по формуле (4). На рисунке видно, что расчетный вклад вязкости хорошо согласуется с измеренными значениями только при температурах выше 1,4 К. При более низких температурах наблюдается резкое расхождение измеренных и рассчитанных значений. Разница

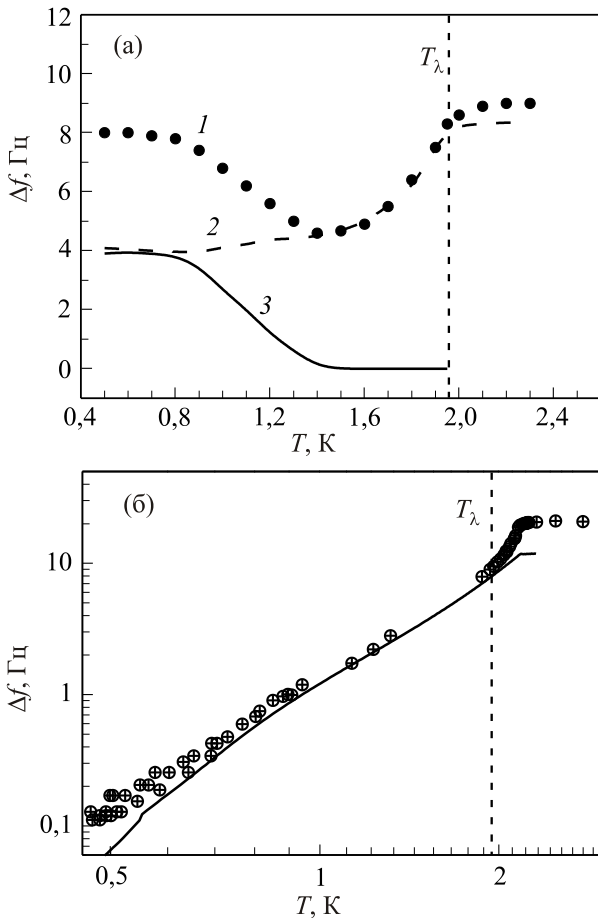


Рис. 4. Температурные зависимости ширины резонансных кривых «закрытых» камертонов: (а) — 15% раствор ^3He в ^4He : измеренные сглаженные значения (1); расчетные значения вклада вязкости в затухание колебаний камертона (2); разность между кривыми (1) и (2) — (3); (б) — чистый ^4He : точки — измеренные значения; сплошная линия — расчетные значения вклада вязкости.

между экспериментальными значениями Δf и вкладом вязкости Δf_η показана на рисунке кривой 3.

Для сравнения аналогичная процедура была проведена для «закрытого» камертона, погруженного в ^4He (рис. 4(б)). В этом случае вклад вязкостной диссипации хорошо описывает температурную зависимость ширины резонансной линии вплоть до температур $\approx 0,7$ К [9].

5.2. Вклад излучения второго звука

Проведенный в разд. 5.1 анализ показал, что в 15% растворе ^3He в ^4He , в отличие от чистого ^4He , имеет место избыточное затухание колебаний «закрытого» камертона по сравнению с вязкостной диссипацией. Поскольку длина волны второго звука $\lambda_2 \approx 0,6$ мм, в этом случае даже в «закрытом» камертоне возможен развитый акустический процесс, и естественно связать избыточное затухание с излучением камертоном волн второго звука. Спецификой растворов, как уже отмечалось, является более сильная связь излучений первого и второго звуков по сравнению с чистым ^4He .

Коэффициент связи между первым и вторым звуками состоит из двух слагаемых [16]:

$$\beta = \alpha \bar{\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} \right)_{P,c} - \frac{c}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial c} \right)_{P,T}, \quad (5)$$

где $\alpha = (1/V)(\partial V/\partial T)_{P,c}$ — коэффициент теплового расширения, ρ , σ и c — плотность, энтропия и весовая концентрация ^3He в растворе, $\bar{\sigma} = \sigma - c(\partial \sigma/\partial c)_{P,T}$. Второе слагаемое в (5) имеется лишь в растворах ^3He - ^4He и связано с колебаниями концентрации раствора, вызванными колебаниями плотности. Для чистого ^4He второй член равен нулю, а первый очень мал, так как мал коэффициент теплового расширения α , поэтому в этом случае эффектом генерации второго звука колеблющимся телом можно пренебречь. В растворах ^3He - ^4He основной вклад в (5) вносит второе слагаемое. Отношение интенсивностей второго и первого звуков, имеющих скорости u_2 и u_1 , определяется следующим выражением [16]:

$$\frac{J_2}{J_1} = \beta^2 \frac{\rho_s}{\rho_n} \frac{u_2}{u_1}. \quad (6)$$

Рассчитанная по этой формуле температурная зависимость отношения интенсивностей второго и первого звуков показана на рис. 5.

Как видно на рис. 5, интенсивность излучаемого второго звука в концентрированном растворе ^3He - ^4He намного выше, чем при соответствующих условиях в ^4He , т.е. в сверхтекучих растворах излучение второго звука может вносить существенный вклад в затухание колебаний камертона. Поэтому естественно предположить, что избыточное поглощение при колебаниях камертона в «закрытой» геометрии, показанное кривой 3 на рис. 4, связано именно со вторым звуком.

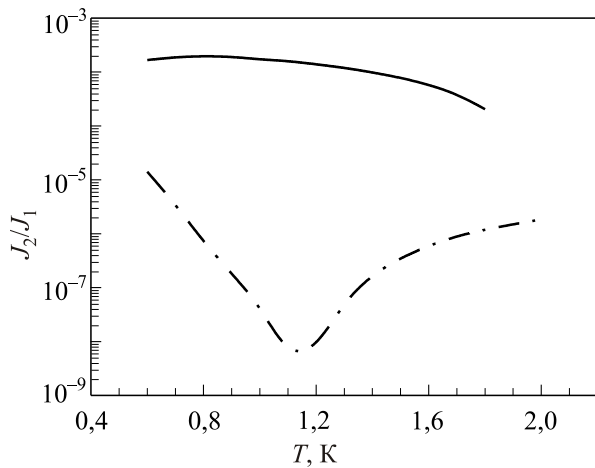


Рис. 5. Отношение интенсивностей второго и первого звуков J_2/J_1 : сплошная линия — в 15% растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, штрихпунктирная — в чистом ${}^4\text{He}$.

Однако аналитическое выражение для вклада акустического излучения в затухание кварцевого камертона получено лишь для первого звука [10]. При вычислении вклада первого звука в ширину резонансной линии были рассмотрены три варианта моделей колебаний камертона: излучение двух бесконечных осциллирующих цилиндров, двумерная модель излучения продольных цилиндрических волн и трехмерная модель излучения продольных сферических волн. Для последнего варианта, как было отмечено в работе [10], уширение резонансной линии, имеет вид

$$\Delta f_1^{3D} = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H+D)^2}{5} \frac{\rho}{\rho_q^2} \frac{f_0}{u_1^5 \left(\frac{f_{\text{vac}}}{f_0}\right)^2} m_{\text{eff}} f_0^6, \quad (7)$$

где C_{3D} — подгоночный параметр; ρ_q — плотность кварца; $m_{\text{eff}} = 1/4\rho_q WHL$; W , H , D и L — указанные выше геометрические размеры камертона.

Можно предположить, что излучение второго звука колеблющимся камертоном следует трактовать аналогично излучению первого звука. При этом следует учитывать два обстоятельства — другую скорость звуковой волны и коэффициент связи между первым и вторым звуками. Тогда вклад излучения второго звука в ширину резонансной линии может быть определен аналогично выражению (7), но с заменой скорости первого звука u_1 на скорость второго звука u_2 и добавлением отношения интенсивностей J_2/J_1 :

$$\Delta f_2^{3D} = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H+D)^2}{5} \frac{\rho}{\rho_q^2} \times \frac{\rho}{u_2^5 \left(\frac{f_0}{f_{\text{vac}}}\right)^2} m_{\text{eff}} f_0^6 \left(\frac{J_2}{J_1}\right). \quad (8)$$

Температурная зависимость значений Δf_2^{3D} для 15% раствора ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$, рассчитанная согласно уравнению (8), показана штриховой линией на рис. 6. Подгоночная константа C_{3D} в этом случае была взята равной 0,02. Сплошная линия на этом рисунке соответствует избыточному затуханию «закрытого камертона» (кривая 3 на рис. 4(a)).

Отметим, что кривая 1 ограничена областью температур вдали от T_λ , поскольку при температуре T_λ формула (8) теряет смысл. Как видно на рисунке, согласие расчета и эксперимента таким способом удается достичь только качественно.

6. Диссипативные процессы при колебании «открытого» камертона

Поскольку радиус измерительной ячейки ($R_{\text{cell}} = 5,9$ мм) больше половины длины волны первого звука ($\lambda_1 \approx 7$ мм), то в «открытом» камертоне первый звук внутри камеры будет распространяться. Таким образом, при анализе затухания «открытых» камертонов необходимо учитывать три диссипативных процесса, связанных с вязкостью, первым и вторым звуком. На рис. 7 представлена температурная зависимость сглаженных значений ширины резонансных линий Δf для «открытого» камертона (кривая 1), первичные значения которого были приведены на рис. 3. Что касается вклада вязкостной диссипации (кривая 2), то можно считать, что ее вклад одинаков для «открытого» и «закрытого» камертонов, небольшое отличие может быть только в меру индивидуальных особенностей резонаторов. Тогда при температурах выше T_λ разница значений Δf между «открытым» и «закрытым» камертонами будет связана только с излучением первого звука. Сравнивая полученную таким образом разность Δf и значения Δf_1^{3D} , рассчитанные с помощью аналитического выражения (7),

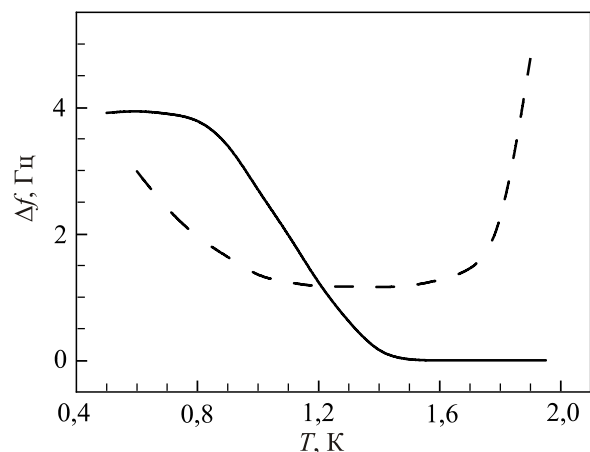


Рис. 6. Сравнение вклада второго звука, рассчитанного по формуле (8) (штриховая линия), и избыточного затухания «закрытого камертона» (сплошная линия).

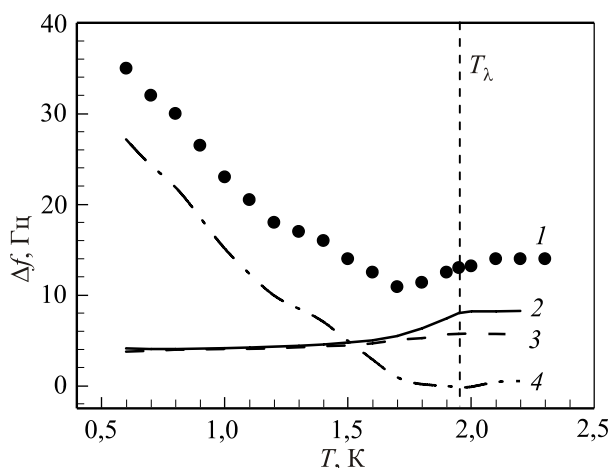


Рис. 7. Температурная зависимость сглаженных значений ширины резонансных кривых в «открытом» камертоне (1) и различных вкладов в диссипацию: 2 — вклад вязкости, рассчитанный по формуле (4), 3 — вклад излучения первого звука, рассчитанный по формуле (7), и 4 — избыточное затухание.

определили подгоночную константу C_{3D} , которая оказалась равной 1,9. Температурная зависимость вклада излучения первого звука, рассчитанная с использованием этого значения константы C_{3D} , показана кривой 3 на рис. 7.

Кривая 4 на рис. 7 соответствует разности между измеренными значениями ширины линии резонансов «открытого» камертона и суммой вкладов вязкостной диссипации и излучения первого звука $\Delta f_{\eta} + \Delta f_1^{3D}$. Можно предположить, что это избыточное затухание в «открытом» камертоне, так же, как и в «закрытом», является следствием вклада второго звука, однако остается неясным, почему вклад излучения второго звука в «открытом» камертоне существенно превышает соответствующий вклад для «закрытого» камертона. Отметим, что, как было показано в работе [9], в чистом ${}^4\text{He}$ для случая «открытого» камертона затухание хорошо описывается суммой вкладов вязкостной диссипации и излучения первого звука, а избыточное затухание отсутствует. Поэтому можно считать, что появление избыточного затухания при колебании камертона связано со спецификой сверхтекучих растворов ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ и излучением второго звука.

Заключение

В проведенном цикле экспериментов исследованы особенности диссипативных процессов, вызывающих затухание колебаний кварцевого камертона в 15% растворе ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$. Показано, что в растворе вклад акустического излучения в диссипацию существенно отличается от чистого ${}^4\text{He}$, так как колеблющийся камертон излучает одновременно первый и второй звуки. Поскольку процесс излучения звука существенно зависит от соотношения между длиной волны звука и раз-

мером измерительной ячейки, ситуация оказалась разной в «открытых» и «закрытых» камертонах.

Проведенный анализ позволил разделить вклады в затухание, вносимые разными диссипативными процессами, — вязкостью, излучением первого звука и излучением второго звука. Затухание «открытого» камертона определяется всеми тремя указанными процессами, а вклад в затухание «закрытого» камертона вносит только вязкостная диссипация и излучение второго звука.

Полученные экспериментальные данные сопоставлены с имеющимися аналитическими выражениями для вклада различных диссипативных процессов в ширину резонансной линии камертона. Однако для проведения количественного анализа необходимы соответствующие аналитические выражения, описывающие излучение второго звука камертоном и его вклад в ширину линии.

Авторы выражают благодарность И.Н. Адаменко, С.С. Соколову и J. Tuoriniemi за полезные обсуждения.

1. M. Blažková, M. Človečko, E. Gažo, L. Skrbek, and P. Skyba, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 305 (2007).
2. D.I. Bradley, M.J. Fear, S.N. Fisher, A.M. Guenault, R.P. Haley, S.R. Lawson, P.V.E. McClintock, G.R. Pickett, R. Schanen, V. Tsepelin, and L.A. Wheatland, *J. Low Temp. Phys.* **156**, 116 (2009).
3. 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).
4. Г.А. Шешин, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаковский, В.К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова, *ФНТ* **34**, 1111 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 875 (2008)].
5. D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, R. Nyman, and J.R. Owers-Bradley, *J. Low Temp. Phys.* **136**, 1 (2004).
6. 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).
7. I.A. Gritsenko, A.A. Zadorozhko, E. Ya. Rudavskii, V.K. Chagovets, and G.A. Sheshin, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 450 (2010).
8. A. Salmela, J. Tuoriniemi, and J. Rusti, *J. Low Temp. Phys.* **162**, 678 (2011).
9. И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, Г.А. Шешин, *ФНТ* **38**, 1395 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1100 (2012)].
10. D. Schmoranzer, M. La Mantia, G. Sheshin, I. Gritsenko, A. Zadorozhko, N. Rotter, and L. Skrbek, *J. Low Temp. Phys.* **163**, 317 (2011).
11. E.M. Pentti, J.T. Tuoriniemi, A.J. Salmela, and A.P. Sebedash, *Phys. Rev. B* **78**, 064509 (2008).
12. I.A. Gritsenko, A.A. Zadorozhko, E. Ya. Rudavskii, V.K. Chagovets, and G.A. Sheshin, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 450 (2010).
13. Э.Я. Рудаковский, И.А. Сербин, *ЖЭТФ* **51**, 1931 (1966).

14. A. Salmela, J. Tuoriniemi, and J. Rysti, *J. Low Temp. Phys.* **162**, 678 (2011).
15. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
16. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, Э.Я. Рудаковский, Д.Г. Саникидзе, И.А. Сербин, *Растворы квантовых жидкостей ^3He - ^4He* , Наука, Москва (1973).

Studies of kinetic processes in a concentrated solution of ^3He - ^4He by oscillating tuning fork

V.A. Bakhvalova, I.A. Gritsenko, E.Ya. Rudavskii, V.K. Chagovets, and G.A. Sheshin

The dissipative processes that cause the damping of oscillations of a quartz tuning fork immersed in the solution of a ^3He in ^4He with ^3He concentration of 15% are analyzed in the temperature range 0.5–2.3 K. The resonance curves of tuning forks were measured in the laminar flow region of the liquid. The width of these curves is determined by the character of the dissipative processes. The quartz tuning forks with a resonance frequency of 32 kHz in the encapsulating can (“closed”)

and without if (“open”) have been investigated. The experimental results are compared with available theoretical considerations. It is found that a significant contribution to the damping of oscillations of the tuning fork in the solution is from the second sound radiation which contribution exceeds that of viscous dissipation at low temperatures. This effect is not observed in pure ^4He . The radiation of the first sound does not contribute to the damping of oscillations of the “closed” fork because of a small size of the cell compared to the sound wavelength. In the case of the “open” fork the damping is determined by three processes, namely, by viscous dissipation and radiation of the first and the second sounds.

PACS: 47.35.Rs Sound waves;
 67.25.dt Sound and excitations;
 77.65.Fs Electromechanical resonance, quartz resonators;
67.60.-g Mixtures of ^3He and ^4He .

Keywords: superfluid mixtures of ^3He in ^4He , quartz tuning fork, sound radiation, dissipative processes.