

Механизмы диссипации колеблющегося кварцевого камертона в He II при повышенных давлениях

И.А. Гриценко, А.А. Задорожко, Г.А. Шешин

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

Статья поступила в редакцию 5 июня 2012 г.

Проведены экспериментальные исследования диссипативных процессов, возникающих при погружении колеблющегося камертона в сверхтекучий гелий. Измерена ширина резонанса Δf камертонов с частотами 32–97 кГц в области температур 0,2–2,5 К при давлении He II до 24,9 атм. Часть исследованных камертонов были в заводском корпусе (закрытый камертон), а в некоторых был либо полностью, либо частично удален заводской корпус (открытый камертон). Обнаружено, что для открытых камертонов на температурной зависимости Δf четко проявляются два механизма диссипации — акустическое излучение и баллистическое рассеяние тепловых возбуждений при низких температурах или вязкое трение при высоких температурах. В низкотемпературной области (ниже ~0,8 К) доминирует акустическая диссипация, которая может быть описана в рамках модели камертона как квадрупольного излучателя. Установлено, что для закрытых камертонов акустическое излучение является менее эффективным и проявляется при более низких температурах. Впервые получены экспериментальные данные о диссипативных процессах в системе камертон–He II при повышенных давлениях жидкости. Показано, что для высокочастотных камертонов ширина резонанса уменьшается с ростом давления в меру роста длины волны звука λ по закону λ^{-5} . При низких частотах и низких температурах с ростом длины свободного пробега тепловых возбуждений ширина резонанса хорошо описывается с помощью модели баллистического рассеяния.

Проведено експериментальні дослідження дисипативних процесів, що виникають при зануренні коливного камертона в надплинний гелій. Виміряно ширину резонансу Δf камертонів з частотами 32–97 кГц в області температур 0,2–2,5 К при тиску He II до 24,9 атм. Частина досліджених камертонів була в заводському корпусі (закритий камертон), а в деяких був або повністю, або частково видалений заводський корпус (відкритий камертон). Виявлено, що для відкритих камертонів на температурній залежності Δf чітко проявляються два механізми дисипації — акустичне випромінювання і балістичне розсіювання теплових збуджень при низьких температурах або в'язке треття при високих температурах. В низькотемпературній області (нижче ~ 0,8 К) домінує акустична дисипація, яка може бути описана в рамках моделі камертона як квадрупольного випромінювача. Встановлено, що для закритих камертонів акустичне випромінювання є менш ефективним і проявляється при більш низьких температурах. Вперше отримано експериментальні дані про дисипативні процеси в системі камертон–He II при підвищених тисках рідини. Показано, що для високочастотних камертонів ширина резонансу зменшується з ростом тиску в міру зростання довжини хвилі звуку λ по закону λ^{-5} . При низьких частотах і низьких температурах з ростом довжини вільного пробігу теплових збуджень ширина резонансу добре описується за допомогою моделі балістичного розсіювання.

PACS: 67.25.dt Звук и возбуждения;
47.35.Rs Акустические волны;
77.65.Fs Электромеханический резонанс, кварцевые генераторы.

Ключевые слова: сверхтекучесть, кварцевый камертон, излучение звука, диссипативные процессы.

1. Введение

В последние годы методика кварцевого камертона нашла широкое применение в различных областях экс-

периментальной физики. Его высокая добротность и чувствительность к диссипации энергии механических колебаний позволяет использовать методику кварцевого камертона в экспериментах со сверхтекучей жидко-

стью и дает возможность исследовать такие явления как переход к турбулентности в сверхтекучих жидкостях [1–4], зародышеобразование квантованных вихрей [4], адсорбцию примесных атомов ^3He в кор квантованного вихря [5] в растворах ^3He – ^4He . Среди работ последних лет особое место занимают эксперименты по исследованию диссипативных процессов в системе He II–колеблющийся камертон. При малых скоростях и высоких температурах ($T > 0,6$ К) основным механизмом диссипации является вязкостное трение. В этом случае диссипативные процессы хорошо описываются с помощью уравнений гидродинамики [6,7]. С понижением температуры длина свободного пробега тепловых возбуждений становится больше характерного размера ножек камертона, наступает баллистический режим рассеяния квазичастиц. При этом диссипация за счет трения может быть описана кинетическими уравнениями.

Помимо диссипативных процессов, связанных с вязкостью, в последнее годы также интенсивно исследуются особенности излучения акустической волны кварцевым камертоном в сверхтекучих жидкостях [8–13]. В работе [8] исследовался раствор ^3He – ^4He и при $T < 0,1$ К наблюдалась дополнительная диссипация кинетической энергии колеблющихся ножек камертона, которая по оценкам может быть связана с возбуждением акустической волны камертоном. В работах [9,10] было обнаружено, что в сверхтекучей жидкости, помимо излучения волны плотности (первого звука), в растворах ^3He – ^4He наблюдается возбуждение волны температуры (второго звука). Измеряя температурную зависимость амплитуды колебания камертона, авторы обнаружили максимумы амплитуды, соответствующие резонансу второго звука в ячейке с известной геометрией. В интервале температур от 10 мК до 2 К была измерена температурная зависимость скорости второго звука в растворах с концентраций 5–8% ^3He при повышенных давлениях. Как было показано позднее [11,12], на измеренных амплитудно-частотных характеристиках колеблющегося камертона наблюдались отличающиеся по амплитуде дополнительные максимумы, которые идентифицировались как влияние многократного отражения волны звука от стенок измерительной ячейки на колебания ножек камертона. Однако из-за сложной геометрии ячейки трудно было определить, какому из резонансов принадлежит каждый максимум и каков механизм диссипации.

Для того чтобы разделить вклады различных диссипативных процессов, необходимо было понять, при каких условиях происходит возбуждение акустических волн. Так, в работах [12,13] экспериментально и теоретически были подробно проанализированы условия смены режима вязкостной диссипации на режим акустического излучения при высоких температурах ($T > 1,4$ К). Было получено хорошее качественное и ко-

личественное согласие экспериментальных данных и теоретических предсказаний и показано, что камертон ведет себя как квадрупольный излучатель звука. При этом было установлено, что измеряемая величина — ширина резонансной линии, связанная с диссипативными процессами, в условиях акустического излучения зависит от частоты f^6 и геометрических размеров камертона. Было показано, что до тех пор пока диссипативные процессы, обусловленные вязким трением, велики, акустическое излучение не эффективно. С понижением температуры в He II диссипация за счет вязкости уменьшается и основным механизмом рассеяния кинетической энергии колеблющихся ножек камертона становится возбуждение акустической волны.

Однако до настоящего времени оставались неизученными особенности акустического излучения в так называемых «закрытых» камертонах (помещенных в заводскую колбу) и «открытых» камертонах при низких температурах ($T < 1$ К). Важным также является исследование диссипации в системе камертон–He II при баллистическом рассеянии элементарных возбуждений на колеблющихся ножках камертона (при низких температурах). Новую информацию могут дать также исследования при повышенных давлениях жидкости, что позволит в широких пределах изменять длину волны звука. В настоящей работе, продолжающей цикл исследований [6,12], экспериментально изучаются эти задачи.

2. Методика проведения эксперимента

Измерения проводили на рефрижераторе растворения, позволяющем проводить исследования до 12 мК. Три медные ячейки объемами до 14 см^3 , где располагались исследуемые камертоны, были снабжены теплообменниками из серебряного ультрадисперсного порошка. Каждая ячейка имела резьбовой тепловой контакт с плитой камеры растворения и была снабжена отдельной линией заполнения. Часть линий заполнения ячеек, расположенных во внешней ванне, была вакуумирована для уменьшения влияния уровня гелия в криостате. Повышенное давление He II в ячейке создавалось с помощью газификатора и измерялось манометром, находящимся при комнатной температуре. Точность измерения давления составляла $\pm 0,1$ атм. При давлениях ниже 0,7 атм измерения проводили с помощью ртутного манометра, их точность составляла 10^{-3} атм. Температуру измеряли с помощью термометров сопротивления RuO_2 , расположенных в исследуемой жидкости в каждой из ячеек. Термометры были прокалиброваны по кристаллизационному термометру, основанному на измерении температурной зависимости давления кристаллизации ^3He , расположенному на плите камеры растворения. Точность измерения температуры составляла ± 1 мК. Для стабилизации темпе-

ратуры ячейки использовали идентичный термометр сопротивления и нагреватель, расположенные на плите камеры растворения и соединенные обратной связью со стабилизатором температуры.

Исследованы кварцевые камертоны с различной резонансной частотой в диапазоне 32–99 кГц. Схематическое изображение камертонов показано на рис. 1, а их основные характеристики приведены в табл. 1, в которой $\lambda_{SVF} = c/f$ — длина звуковой волны в He II при давлении насыщенного пара, где c — скорость первого звука и f — резонансная частота камертона в He II. Δf_0 и f_0 — ширина резонансной кривой и резонансная частота камертона в вакууме. Два камертона (K1 и K16) располагались в отдельных ячейках. У камертона K1 был удален заводской корпус, у камертона K16 — только верхняя часть заводского корпуса. K1 был помещен в ячейку, в которой расстояние до отражающей поверхности составляло 11 мм. Остальные камертоны имели заводской корпус радиусом R (см. рис. 1) с прорезом (показанным на рис. 1 буквой O) шириной менее 0,1 мм для заполнения исследуемой жидкостью (называем их закрытые камертоны). Все закрытые камертоны были расположены в одной из ячеек. В таблице под характерным размером ячейки R подразумевается в случае закрытых камертонов радиус заводской колбы, а в случае открытых камертонов — характерный внутренний радиус ячейки, в которой был помещен камертон.

Сначала проводили калибровочные измерения ширины резонансной линии кварцевых камертонов в вакууме при температурах ниже 1 К. Ширину резонанса и резонансную частоту камертона определяли из амплитудно-частотных характеристик, которые были получены с помощью сканирования по частоте с шагом от 0,01 до 10^{-4} Гц при постоянном напряжении генератора. Для камертонов с высокой добротностью, т.е. с малой шириной резонансной линии (см. табл. 1), вводилась временная задержка между каждым шагом сканирования от 60 с при большем шаге сканирования

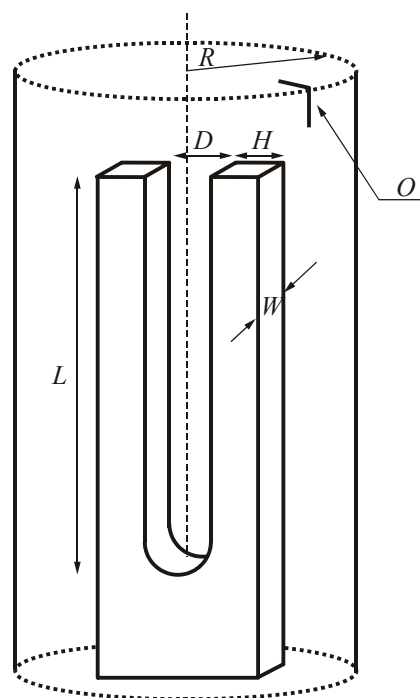


Рис. 1. Схематическое изображение камертона, расположенного в заводском корпусе, с обозначением характерных размеров: L — длина ножки камертона, W — ширина камертона, H — толщина ножки камертона, D — расстояние между ножками, R — радиус заводского корпуса.

до 1 с при малом шаге сканирования. После определения собственных диссипативных характеристик кварцевых камертонов в вакууме в ячейку конденсировался исследуемый гелий при температуре 0,6–0,8 К. По мере конденсации ^4He резонансная частота камертона уменьшалась, а ширина резонанса увеличивалась по сравнению с вакуумом, что является следствием изменения количества ^4He в ячейке. При полном заполнении ячейки ширину резонанса и резонансную частоту определяли плотностью и вязкостью окружающей среды.

Таблица 1. Характерные размеры и характеристики исследуемых камертонов (см. рис. 1)

Номер камертона	L , мм	W , мм	H , мм	D , мм	f_0 , Гц	Δf_0 , Гц	R , мм	λ_{SVF} , мм
K1 (открытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	32708,35	0,035	11	7,4
K16 (частично открытый)	3,15	0,34	0,4	0,2	32725,33	0,055	4	7,4
K4 (закрытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	—	—	1,3	7,4
K5 (закрытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	32709,95	0,08	1,3	7,4
K8 (закрытый)	3,79	0,3	0,6	0,3	32709,88	0,05	1,3	7,4
K9 (закрытый)	2,53	0,1	0,25	0,13	32708,25	0,032	0,7	7,4
K19 (закрытый)	3,15	0,34	0,4	0,2	32709,71	0,045	1	7,4
K7 (закрытый)	3,41	0,33	0,6	0,3	37933,3	0,05	1,3	6,5
K10 (закрытый)	1,93	0,34	0,4	0,2	77371,36	0,11	0,83	3,1
K11 (закрытый)	2,95	0,34	0,6	0,3	99837,54	0,17	1,37	2,4

Все измерения выполнены в линейном режиме колебаний камертона, т.е. при ламинарном режиме течения сверхтекучей жидкости. Проведены эксперименты двух типов: в первом измеряли температурные зависимости ширины резонансной линии камертонов с резонансной частотой, близкой к 32 кГц, в зависимости от температуры при медленном отеплении рефрижера раствора (скорость отепления составляла около 0,01 мК/с); во втором типе экспериментов измерены ширины резонанса и резонансной частоты каждого из камертонов в зависимости от давления в диапазоне давлений от 10^{-3} до 24,9 бар с использованием открытого камертона (К1) и закрытых камертонов (К5; К10 и К11, см. табл. 1) при температуре 370 мК.

3. Температурная зависимость диссипации низкочастотных камертонов

В эксперименте измерены температурные зависимости ширины резонанса камертонов с близкой резонансной частотой (~32 кГц), но различными геометрическими размерами, которые располагались в ячейках с различными размерами R , что позволяло наблюдать смену разных механизмов диссипации при различных условиях.

Результаты измерений температурной зависимости ширины резонансной линии при давлении насыщенного пара гелия приведены на рис. 2(а). Видно, что при $T > 1$ К для всех камертонов ширины резонанса совпадают как по величине, так и по температуре. В этой области температур ширина резонанса может быть описана диссипацией за счет вязкого трения нормальной компоненты He II, находящейся в условиях гидродинамического режима рассеяния. При дальнейшем понижении температуры ширина резонанса закрытых камертонов (группа точек 1) продолжает уменьшаться, при температуре ниже 0,6 К ширина резонанса определяется баллистическим рассеянием тепловых возбуждений He II на колеблющихся ножках камертона [6,14]. Отметим, что при $T < 0,25$ К ширина резонанса в пределах экспериментальной ошибки становилась равной соответствующему значению в вакууме для данного камертона (табл. 1).

В то же время температурная зависимость ширины резонанса частично открытых (линия 2 на рис. 2(а)) и открытых камертонов (линия 3 на рис. 2(а)) при $T < 0,8$ К отличаются от значений для закрытых камертонов 1, и дальнейшее понижение температуры приводит к постоянному значению величины диссипации. Ширина резонанса при этих температурах намного больше измеренной в вакууме, что свидетельствует о дополнительном механизме диссипации. Таким образом, экспериментальные данные показывают, что при $T < 1$ К частичное или полное отсутствие корпуса, ограничивающего пространство вокруг камертона, приводит

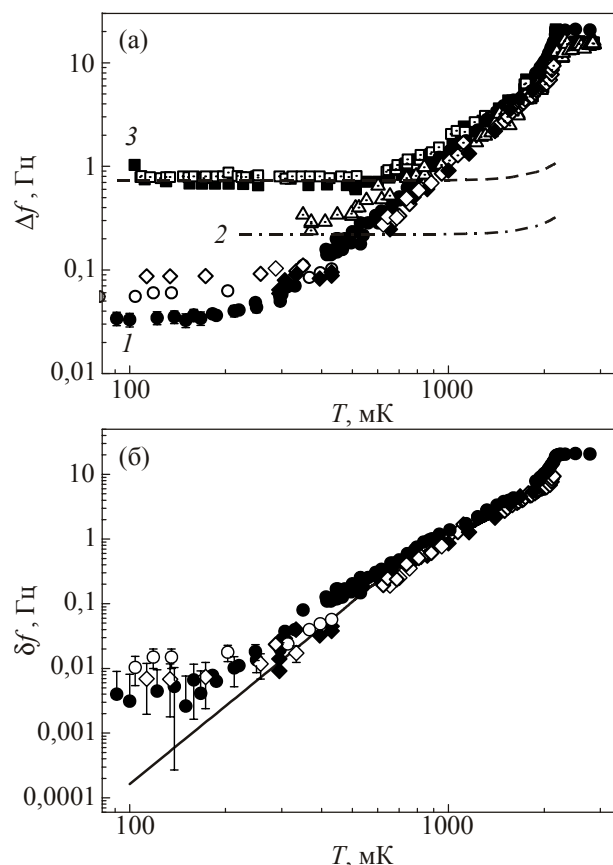


Рис. 2. Температурная зависимость ширины резонанса камертонов с различной геометрией ячейки: первичные экспериментальные данные всех используемых камертонов (а), данные с учетом диссипативных процессов в самом камертоне для закрытых камертонов (см. в тексте) (б). Группа точек 1 (закрытые камертоны): К4 (●), К8 (◆), К19 (○) и К5 (◇); группа точек 2 (частично открытый камертон): К16 (△); группа точек 3 (открытый камертон): камертон К1 (□, ■) в различных экспериментах. Пунктирная и штрих-пунктирная линии — расчет диссипации за счет излучения камертоном звуковой волны по формуле (2) для К1 и К16 соответственно (см. текст). Сплошная линия — расчет диссипации за счет баллистического рассеяния тепловых возбуждений гелия на колеблющихся ножках камертона при низких температурах и вязких потерях при высоких температурах [6,14] (на рис. 4(б)).

к появлению дополнительного механизма диссипации энергии колебаний камертона. Естественно предположить, что такая дополнительная диссипация обусловлена излучением звука, т.е. часть кинетической энергии колеблющихся ножек камертона затрачивается на возбуждение колебаний плотности окружающей среды или, другими словами, создание волны звука [8–13].

На рис. 2(б) так же, как это было сделано на рис. 4 в [6], приведены пересчитанные значения ширины резонанса с учетом диссипативных процессов в самом камертоне. Для этого из первичных данных вычиталась ширина резонансной линии, измеренной в вакууме,

$\delta f = \Delta f - \Delta f_0$. На рисунке сплошной линией показан расчет ширины резонансной линии при баллистическом режиме рассеяния тепловых возбуждений, в котором длина пробега тепловых возбуждений больше характерных размеров колеблющегося тела, а характерное время фонон-фононных столкновений τ много больше периода колебаний T камертона $\tau \gg T/2\pi$. Для расчета использовали выражение (12) работы [6], хорошо описывающее температурную зависимость коэффициента сопротивления Λ колеблющегося камертона, погруженного в He II при $T < 0,6$ К, и имеющее простой вид:

$$\Lambda = F/v = \rho_n c S, \quad (1)$$

где F — сила, вынуждающая колебания, v — скорость колебаний ножек камертона на резонансной частоте, ρ_n — плотность нормальной компоненты, $S = WL$ — площадь сечения ножки камертона, перпендикулярная направлению колебания. Величины $\rho_n(T)$ и c известны [15]. Экспериментальные данные в более широкой области температур, от 0,1 до 2 К, хорошо описываются интерполяционной формулой (13) работы [6], расчет приведен сплошной линией на рис. 2(б). Ширину резонансной линии можно выразить через коэффициент сопротивления с помощью выражения [12]:

$$\Delta f = \frac{\Lambda}{2\pi m_q}, \quad (2)$$

где $m_q = 0,2427\rho_q WHL$ — эффективная масса камертона в вакууме ($\rho_q = 2659$ кг/м³ — плотность кварца). На рис. 2(б) видно, что уже при температуре 370 мК общий разброс экспериментальных данных на температурной зависимости составляет около 30%, а при $T < 0,25$ К полученные значения δf сравнимы с экспериментальной ошибкой, равной 0,01 Гц. Таким образом, данная методика при $T < 0,25$ К не может быть использована для исследования баллистического рассеяния тепловых возбуждений.

Для определения вклада акустического излучения, следуя работам [10,11], считаем камертон линейным квадрупольным излучателем звука. В этом случае выражение для мощности, необходимой для возбуждения волны звука, было получено в приближении, когда длина волны звука λ много больше характерных размеров камертона L, W, T (см. табл. 1). Этому условию лучше всего соответствуют экспериментальные данные 2 и 3 на рис. 2(а).

Ширина резонансной линии при акустическом излучении определяется потерями кинетической энергии колеблющихся ножек камертона и может быть записана так же, как это было сделано в [10,11], в рамках трехмерной (3D) модели в длинноволновом приближении:

$$\Delta f = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H+D)^2 \rho}{5\rho_q c^5} f^6 m_q \left(\frac{f_0}{f} \right), \quad (3)$$

где ρ — полная плотность He II, а величина C_{3D} является подгоночной константой, близкой к единице [11]. Так как геометрические размеры камертонов и частоты постоянны, а при $T < 1$ К и скорость звука практически не меняется, то величина диссипации в этой области температур не зависит от температуры, что наблюдается в эксперименте при $T < 1$ К (рис. 2(а)).

Используя выражения (3), можно рассчитать значения ширины резонансной линии для исследуемых камертонов. Результаты расчета для К1 и К16 приведены на рис. 2(а) сплошной и пунктирной линиями соответственно. Температурная зависимость качественно хорошо согласуется с экспериментальными значениями при величине $C_{3D} = 0,4$.

Таким образом, из экспериментальных данных (рис. 2(а)) следует, что для открытого камертона К1 при $T < 0,8$ К и для частично открытого камертона К16 при $T < 0,65$ К происходит смена механизма диссипации с вязкого трения на излучение звука, который становится доминирующим при низкой температуре. При этом величина энергетических потерь на возбуждение акустического излучения согласуется с расчетом в рамках модели линейного квадрупольного излучателя (3). В то же время для закрытых камертонов в исследуемой области смена режима не наблюдается, и ширина резонанса при самых низких температурах намного меньше, чем у открытых. Можно лишь предположить, что различие в ширине резонансной линии между открытыми и закрытыми камертонами связано с неэффективным излучением акустической волны камертоном при условии ограничения объема вокруг него твердой стенкой.

4. Влияние давления и частоты камертона на ширину резонанса

Для более подробного исследования акустического излучения закрытых и открытых камертонов и сравнения экспериментальных данных с теорией были проведены измерения в широком диапазоне давлений. Использовался тот факт, что величина диссипации за счет акустического излучения зависит от скорости звука и плотности ⁴He, которые, в свою очередь, зависят от давления, а их зависимости от давления хорошо известны [15], что позволило проводить сравнение экспериментальных данных с имеющимися теоретическими представлениями.

В эксперименте использовали три закрытых камертона с различными резонансными частотами, находящиеся в колбе (К5, К10 и К11), и один камертон без колбы (К1). Измерялась ширина резонанса в зависимости от давления при постоянной температуре

$T = 370$ мК. Экспериментальные данные приведены на рис. 3. На рис. 3(в) приведены значения ширины резонанса для K5 с учетом диссипативных процессов в самом камертоне (см. разд. 2).

На рис. 3 представлен также результат расчета ширины резонанса по формуле (3): сплошной линией для закрытых камертонов и пунктирной для открытого камертона. При расчете была учтена зависимость скорости звука и плотности от давления [15], а подгоночный параметр C_{3D} для всех закрытых камертонов принимался одинаковым. Для всех закрытых камертонов $C_{3D}^* = 0,02$, а для открытых камертонов $C_{3D} = 0,4$. Тот факт, что для закрытых камертонов значение C_{3D}^* было меньше, чем для открытых, свидетельствует о неэффективности акустического излучения в закрытых камертонах.

Как видно на рис. 3(а), для высокочастотного камертона K11, зависимость ширины резонанса от давления качественно и количественно согласуется с теоретическими предсказаниями, несмотря на весьма большой разброс данных. В то же время для остальных камертонов (рис. 3(б),(в)) трудно говорить о количественном согласии из-за большого разброса экспериментальных данных, хотя расчетная кривая ближе всего к экспериментальным данным при низких давлениях ($P < 10$ атм).

С увеличением давления экспериментальные данные начинают систематически отклоняться от расчетной кривой, а при низких частотах (32 кГц) ширина резонанса практически не зависит от давления. При максимальном давлении различие между расчетом и экспериментальными данными увеличивается уже более чем в 5 раз. Кроме того, большой разброс данных, как указывалось в [11,12], связан с многократным отражением акустической волны, излучаемой камертоном от стенок ячейки, что приводит к наложению отдельных отражений звуковой волны на основной резонанс камертона и изменению ширины резонанса. С понижением частоты разброс уменьшается и для камертона K5 (рис. 3(в)) уже сравним с ошибкой измерений. Необходимо заметить, что на амплитудно-час-

тотных характеристиках высокочастотных камертонов (K10 и K11) наблюдаются несколько резонансов, что также свидетельствует о возможном многократном отражении звука от стенок. На рис. 3(а),(б) приведены значения максимальных резонансов, которые почти на порядок отличались от остальных. С уменьшением частоты их количество уменьшается, а для закрытого камертона (K5) наблюдается только один резонанс.

5. Зависимость акустической диссипации от длины волны звука

Для анализа полученных экспериментальных данных для камертонов с различной резонансной частотой при повышенных давлениях удобно в выражении (3) перейти от скорости звука к длине волны:

$$\frac{1}{Q} = C_{3D} \frac{64\pi^4 0,3915^2 (H+D)^2 \rho}{5\rho_q \lambda^5} m_q \left(\frac{f_0}{f} \right), \quad (4)$$

где $Q = f/\Delta f$ — добротность, $\lambda = c/f$ — длина акустической волны. В таком виде величина $1/Q$ для акустического излучения пропорциональна λ^{-5} . При этом в выражении (4) величина f_0/f в условиях эксперимента всегда близка к единице, а зависимость от частоты для разных камертонов содержится в λ . Тогда изменение давления легко учесть, используя хорошо известные зависимости $c(P)$ и $\rho(P)$ [15].

Зависимость $1/Q$ от длины акустической волны для всех закрытых камертонов с различной резонансной частотой, измеренная при давлении He II от 10^{-3} атм до 24,9 атм, приведена на рис. 4(а). На рис. 4(б) показаны экспериментальные данные в большем масштабе только для камертонов с резонансной частотой, близкой к 32 кГц. На рисунках приведен также расчет по формуле (4) ширины резонанса, обусловленной акустическим излучением (штрих-пунктирная линия на рис. 4(а),(б)), для камертонов K11, K8, K7 и K5, которые близки по своим геометрическим размерам (см. табл. 1). Подобный расчет представлен и для камертона K10 (сплошная линия на рис. 4(а)), размеры которо-

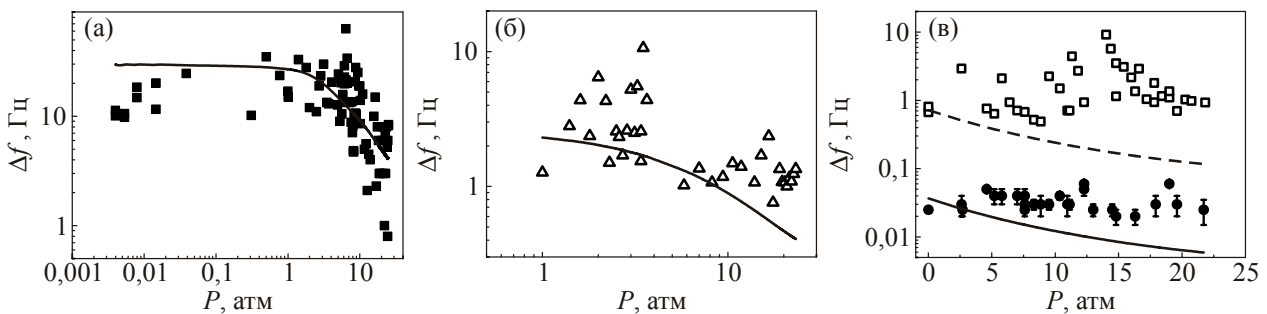


Рис. 3. Зависимость ширины резонанса от давления для камертонов с резонансной частотой f_0 , кГц: около 99 (K11 — ■) (а), 78 (K10 — △) (б); для камертонов в заводском корпусе и без него с резонансной частотой около $f_0 = 32$ кГц (K5 — ● и K1 — □) (в).

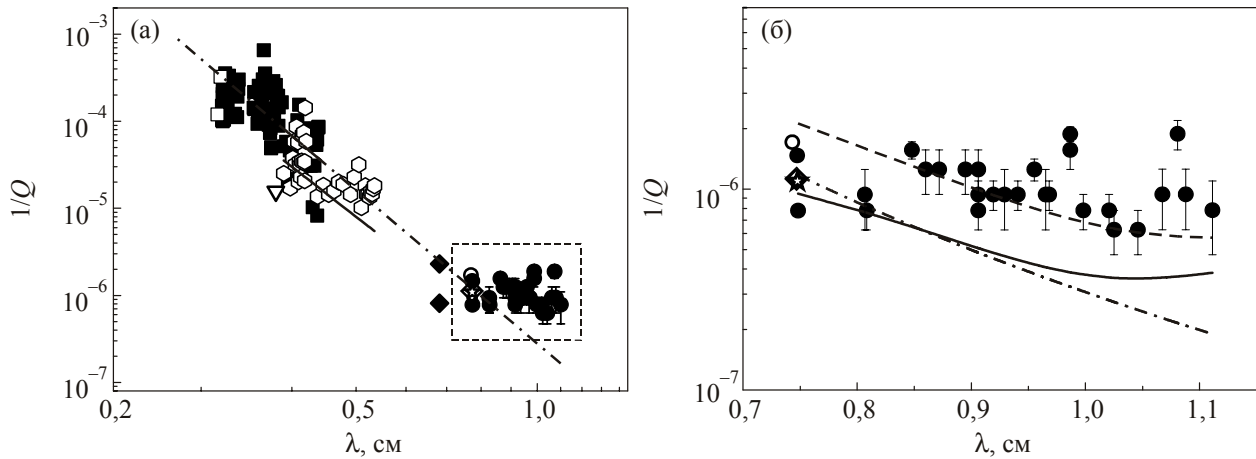


Рис. 4. Зависимость обратной добротности от длины акустической волны, излучаемой камертонами с различной резонансной частотой, при разных давлениях и $T = 0,37$ К: K9 (\diamond), K19 (\circ), K5 (\bullet), K8 (\star); K7 (\blacklozenge); K10 (\circ и ∇); K11 (\blacksquare и \square). Сплошными линиями показан расчет для K10, штрих-пунктирной — расчет для камертонов K5, K7 и K11 (пояснения в тексте) по формуле (4). Пунктирной вставкой показана часть экспериментальных данных, приведенных в большем масштабе на рис. 4(б), для закрытых камертонов с резонансной частотой около 32 кГц.

го существенно меньше, и поэтому сплошная линия расположена ниже, чем для большей части камертонов. При расчете акустического излучения величина C_{3D} бралась такой же, как и при расчете, приведенном на рис. 3 ($C_{3D}^* = 0,02$). На рис. 4(б) приведен расчет ширины резонансной линии для случая баллистического рассеяния тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона по формулам (1), (2) (пунктирная линия). В отличие от температурной зависимости, рис. 2(б), в расчете учитывалась зависимость скорости звука и плотности от давления при постоянной температуре [15]. Сумма обоих механизмов диссипации, акустического излучения и рассеяния тепловых возбуждений, показана точечной линией.

Как видно на рис. 4(а), наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными значениями практически во всем диапазоне длин волн, таким образом, как следует из формулы (4), обратная добротность пропорциональна λ^{-5} . В то же время на рис. 4(б) видно, что, как показывает расчет, для низкочастотных камертонов (~ 32 кГц) при малых длинах звуковой волны (низкие давления) значения обоих механизмов диссипации (баллистического рассеяния тепловых возбуждений и акустического излучения) практически равны друг другу при $\lambda \approx 0,8$ см. При больших длинах волн механизм рассеяния преобладает над механизмом акустического излучения и становится основным, определяющим поведение $1/Q$ в зависимости от λ . Таким образом, по мере увеличения длины звуковой волны наблюдается переход от режима акустического излучения к баллистическому рассеянию тепловых возбуждений. Подобная смена режимов наблюдалась при переходе от акустического излучения к вязкому трению при $T > 1$ К [11,12]. Отличием является то, что в этой области температур диссипативные

процессы определяются гидродинамической вязкостью, тогда как в исследуемой в настоящей работе области температур диссипация зависит от баллистического рассеяния тепловых возбуждений. Кроме того, экспериментальные данные показывают, что ограничение пространства вокруг камертона, в данном случае цилиндрической металлической колбой, приводит к подавлению излучения акустической волны, следовательно, излучение более чем в 20 раз меньше, чем в случае излучения звука в неограниченном пространстве.

6. Заключение

Исследованы особенности акустического излучения кварцевых камертонов, погруженных в He II, при различных температурах, частотах и давлениях жидкости. Обнаружено, что эффективность излучения акустической волны сильно зависит от ограничения объема вокруг камертона твердыми стенками. Для камертонов в заводском корпусе излучение волны звука менее эффективно и потери на акустическое излучение в 20 раз меньше, чем для открытых камертонов. Кроме того, уменьшение геометрических размеров камертона приводит к уменьшению диссипации за счет излучения волны звука.

Впервые проведены исследования при повышенных давлениях, вплоть до давлений кристаллизации, в частотном диапазоне от 32 до 97 кГц. Обнаружено, что при частотах выше 32 кГц величина акустической диссипации от длины звуковой волны пропорциональна λ^{-5} , что хорошо описывается в рамках модели квадрупольного излучателя.

Для низкочастотных камертонов при достаточно низкой температуре наблюдается переход от диссипации за счет акустического излучения к диссипации за счет

счет баллистического рассеяния тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона.

Остается невыясненным вопрос о количественном описании влияния размера ячейки, окружающей камертон, на величину диссипации за счет акустического излучения.

Авторы благодарят Э.Я. Рудавского и К.Э. Немченко за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке гранта УНТЦ (проект 5211) и частичной поддержке совместного конкурса НАН Украины и Российского фонда фундаментальных исследований (№ 10-2012).

1. R. Blaauwgeers, M. Blazkova, M. Clovecko, V.B. Eltsov, R. de Graaf, J. Hosio, M. Krusius, D. Schmoranzler, W. Schoepe, L. Skrbek, P. Skyba, R.E. Solntsev, and D.E. Zmeev, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 525 (2008).
2. Г.А. Шешин, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова, *ФНТ* **34**, 1111 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 875 (2008)].
3. D.I. Bradley, M.I. Fear, S.N. Fisher, A.M. Guenault, R.P. Haley, C.R. Lawson, P.V.E. McClintock, G.R. Pickett, R. Schanen, V. Tsepelin, and L.A. Wheatland, *J. Low Temp. Phys.* **156**, 116 (2009).
4. V. Chagovets, I. Gritsenko, E. Rudavskii, G. Sheshin, and A. Zadorozhko, *J. Phys.: Conf. Ser.* **159**, 032014 (2009).
5. I.A. Gritsenko, A.A. Zadorozhko, E.Ya. Rudavskii, V.K. Chagovets, and G.A. Sheshin, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 450 (2009).
6. 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)].
7. Г.А. Шешин, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Ю.А. Киценко, *ФНТ* **35**, 134 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 100 (2009)].
8. D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, R. Nyman, and J.R. Owers-Bredley, *J. Low Temp. Phys.* **136**, 1 (2004).
9. E.M. Pentti, J.T. Tuoriniemi, A.J. Salmela, and A.P. Sebedash, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 555 (2008).
10. E.M. Pentti, J.T. Tuoriniemi, A.J. Salmela, and A.P. Sebedash, *Phys. Rev. B* **78**, 064509 (2008); A. Salmela, J. Tuoriniemi, and J. Rysti, *J. Low Temp. Phys.* **162**, 678 (2011).
11. D. Schmoranzler, M.La. Mantia, G. Sheshin, I. Gritsenko, A. Zadorozhko, M. Rotter, and L. Skrbek, *J. Low Temp. Phys.* **163**, 317 (2010).
12. D.I. Bradley, M. Človečko, S.N. Fisher, D. Garg, E. Guise, R.P. Haley, O. Kolosov, G.R. Pickett, V. Tsepelin, D. Schmoranzler, and L. Skrbek, *Phys. Rev. B* **85**, 014501 (2012).

13. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
14. M. Niemetz, H. Kerscher, and W. Schoepe, *J. Low Temp. Phys.* **124**, 163 (2001); M. Niemetz and W. Schoepe, *J. Low Temp. Phys.* **135**, 447 (2004).
15. James J. Brooks and Russell Donnelly, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **6**, 51 (1977).

Mechanisms of dissipation of an oscillating quartz tuning fork immersed in He II at high pressures

I.A. Gritsenko, A.A. Zadorozhko, and G.A. Sheshin

The dissipative processes that occur with immersing a vibrating tuning fork in superfluid helium are investigated. The width Δf of of tuning forks resonance of frequencies from 32 to 97 kHz was measured in the temperature range from 0.2 to 2.5 K and pressure of He II from SVP to 24.9 atm. Part of the tuning forks was in original can (closed tuning fork) and for some forks the can was either completely or partially removed (opened fork). It is found that, for open tuning forks are clearly revealed in the temperature dependence of Δf two mechanisms of dissipation, namely, acoustic radiation and scattering of ballistic thermal excitations at low temperatures and viscous friction at high temperatures. At low temperature (below ~ 0.8 K) the acoustic dissipation dominates and the model of quadrupole oscillator for tuning fork can be applied. It is found that acoustic radiation for closed tuning forks is less effective and appears at lower temperature. The first experimental data on dissipative processes in the system quartz tuning fork–He II at high pressure in liquid are obtained. It is shown that, for high frequency tuning forks, the resonance width decreases with increasing pressure, i.e., with increasing wavelength of sound λ in the law λ^{-5} . At low frequencies and low temperature, with increasing the mean free path of thermal excitations, the resonance width is well described by the model of ballistic scattering.

PACS: 67.25.dt Sound and excitations;
47.35.Rs Sound waves;
77.65.Fs Electromechanical resonance;
quartz resonators.

Keywords: superfluid, quartz tuning fork, sound radiation, dissipative processes.