

Влияние акустического излучения на критическую скорость перехода к турбулентному течению в He II

И.А. Гриценко, 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 13 марта 2014 г., после переработки 10 апреля 2014 г.
опубликована онлайн 21 июля 2014 г.

Экспериментально исследованы условия перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в сверхтекучем ^4He и изучено влияние акустического излучения переменной мощности на величину критической скорости перехода. Использована методика кварцевого камертона в интервале температур 2–0,3 К. Эксперименты проведены в широкой области давлений: от давления насыщенного пара до 24,8 атм. Обнаружено, что при высоких температурах ($T > 0,9$ К) критическая скорость определяется вязкостным трением, а при низких ($T < 0,5$ К) — влиянием акустического излучения, что приводит к заметному увеличению критической скорости перехода в турбулентное состояние. Величина критической скорости зависит от мощности акустического излучения, а переход к турбулентному состоянию сверхтекучей жидкости подобен переходу в обычных жидкостях или газах. В отсутствие влияния акустического излучения критическая скорость перехода практически не зависит от температуры и возбуждающей мощности и в основном определяется баллистическим рассеянием тепловых возбуждений.

Експериментально досліджено умови переходу від ламінарного до турбулентного режиму течії в надплинному ^4He та вивчено вплив акустичного випромінювання змінної потужності на величину критичної швидкості переходу. Використано методику кварцевого камертона в інтервалі температур 2–0,3 К. Експерименти проведено в широкій області тисків: від тиску насиченої пари до 24,8 атм. Виявлено, що при високих температурах ($T > 0,9$ К) критична швидкість визначається в'язкістним тертям, а при низьких ($T < 0,5$ К) — впливом акустичного випромінювання, що призводить до помітного збільшення критичної швидкості переходу в турбулентний стан. Величина критичної швидкості залежить від потужності акустичного випромінювання, а перехід до турбулентного стану надплинної рідини близький до переходу в звичайних рідинах або газах. У відсутності впливу акустичного випромінювання критична швидкість переходу практично не залежить від температури та збуджуючої потужності і в основному визначається балістичним розсіянням теплових збуджень.

PACS: 67.10.Jn Транспортные свойства и гидродинамика;
47.37.+q Гидродинамические аспекты сверхтекучести; квантовые жидкости;
67.25.dt Звук и возбуждения;
77.65.Fs Электромеханический резонанс, кварцевые генераторы.

Ключевые слова: акустическое излучение, сверхтекучая турбулентность, критическая скорость.

1. Введение

В последние годы для исследования квантовой турбулентности и свойств сверхтекучих жидкостей широко используется методика кварцевого камертона, обладающая высокой чувствительностью к любым диссипативным процессам, вызванным течением сверхтекучей жидкости. Метод кварцевого камертона позволяет проводить исследования при сверхнизких температурах в широком диапазоне частот от 6 до 250 кГц. Кварце-

вый камертон активно используется для исследований кинетических свойств сверхтекучих жидкостей, вязкого трения при $T > 0,7$ К и баллистического рассеяния тепловых возбуждений при $T < 0,5$ К [1], перехода от ламинарного режима течения к турбулентному течению [2–4], адсорбции ^3He на квантованных вихрях [5], изучения фазовых переходов [6]. Кроме того, было обнаружено, что кварцевый камертон в сверхтекучей жидкости может излучать волну первого звука [7], а в растворах ^3He – ^4He и волну второго звука [8].

В работах [9–12] исследовали условия возбуждения акустической волны камертоном в He II. Обнаружено, что мощность акустического излучения понижается с уменьшением размеров камертона и частоты [9,12], а также с увеличением скорости первого звука, которую можно было регулировать с помощью изменения давления исследуемой сверхтекучей жидкости [10,11]. Кроме того, обнаружено, что уменьшение размера ячейки, в которой располагался камертон, также уменьшает мощность акустического излучения [10]. Влияние размера ячейки на акустическое излучение становится особенно важным в условиях акустического резонанса в цилиндрической ячейке, заполненной He II [11].

Параллельно с изучением различных диссипативных процессов в He II при ламинарном течении проведены исследования перехода от ламинарного течения к турбулентному, а также развитию турбулентного течения. Измерена температурная зависимость критической скорости перехода v_c [4], обнаружен переходной режим при развитии турбулентного течения [13], а также гистерезис при переходе к квантовой турбулентности в He II при $T = 10$ мК [14]. Кроме того, обнаружено, что если основным диссипативным процессом при ламинарном режиме течения было акустическое излучение, то переход к турбулентному течению происходил при больших скоростях течения жидкости и без ранее наблюдаемого промежуточного режима течения [13,15]. Этот факт обычно объясняли тем, что из-за большой мощности, затрачиваемой на акустическое излучение, начало перехода к турбулентному течению не заметно. И только тогда, когда диссипативные процессы в турбулентном потоке становятся сравнимы с диссипацией энергии камертона, обусловленной акустическим излучением, наблюдается переход к турбулентному течению, а измеряемая критическая скорость перехода при этом становится значительно выше [12].

Критическую скорость v_c перехода к турбулентному состоянию исследовали при различных условиях, однако оставалось неизученным влияние акустического излучения на величину v_c . Настоящая работа —

продолжение ранее начатых исследований. Она направлена на изучение влияния акустического излучения на величину скорости перехода к турбулентному течению в He II.

2. Методика исследований

В экспериментах исследовали поведение восьми кварцевых камертонов, погруженных в сверхтекучий ^4He при различных давлениях. Все камертоны имели одинаковую резонансную частоту (~ 32 кГц), но различные геометрические размеры (табл. 1). Камертоны были закреплены так, чтобы их ось совпадала с осью цилиндрической полости либо была перпендикулярна ей, как это было описано в работе [12].

Эксперименты проводили в области температур от 0,3 до 2,1 К, которые достигались с помощью рефрижератора растворения [16]. Камертоны располагали в медной ячейке, снабженной теплообменником из ультрадисперсного (700 Å) серебряного порошка. Ячейка имела тепловой контакт с камерой растворения. Температуру ячейки измеряли с помощью термометра сопротивления из RuO_2 , прокалиброванного по зависимости давления кристаллизации ^3He от температуры и расположенного в исследуемой жидкости. Температуру камеры растворения поддерживали постоянной с помощью стабилизатора температур, связанного обратной связью с термометром сопротивления камеры растворения. Точность измерения температуры составляла ± 1 мК.

Давление в ячейке создавали с помощью охлаждаемого объема с адсорбентом и измеряли манометром, находящимся при комнатной температуре. Точность измерения давления при 24 атм составляла $\pm 0,05$ атм, а стабильность давления в процессе измерений была меньше точности измерений.

Проведены два типа экспериментов:

- при постоянной температуре 370 мК и различных давлениях: от давления насыщенного пара до 24,8 атм;
- разных температурах в интервале от 0,3 до 2 К при давлении насыщенного пара.

Таблица 1. Основные параметры используемых камертонов

| Номер камертона | L , мм | H , мм | M , мм | D , мм | f_0 , Гц | Δf , Гц | R , см | R/λ_{SVF} |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|------------|-----------------|----------|-------------------|
| K1 | 3,79 | 0,3 | 0,6 | 0,3 | 32708,35 | 0,035 | 1,1 | 1,48 |
| K5 | 3,79 | 0,3 | 0,6 | 0,3 | 32709,95 | 0,08 | 0,13 | 0,18 |
| K8 | 3,79 | 0,3 | 0,6 | 0,3 | 32709,88 | 0,05 | 0,13 | 0,18 |
| K9 | 2,53 | 0,1 | 0,25 | 0,13 | 32708,25 | 0,032 | 0,07 | 0,095 |
| K19 | 3,41 | 0,33 | 0,38 | 0,2 | 32719,5 | 0,04 | 0,4 | 0,52 |
| K20 | 3,41 | 0,33 | 0,38 | 0,2 | 32704,65 | 0,1 | 0,4 | 0,52 |
| K21 | 3,41 | 0,33 | 0,38 | 0,2 | 32720,3 | 0,075 | 0,4 | 0,52 |
| K22 | 3,81 | 0,34 | 0,6 | 0,3 | 32711,7 | 0,044 | 0,4 | 0,52 |

Примечание: L , H и M — длина, толщина и ширина ножки камертона; f_0 — резонансная частота; Δf — ширина резонанса, R — расстояние до стенки ячейки от центральной оси камертона, $\lambda_{SVF} = c/f$ — длина волны звука при давлении насыщенного пара (c и f — скорость и частота звука).

Поскольку мощность акустического излучения W_a сильно зависит от скорости звука c ($W_a \sim c^{-5}$ [9–10]), а скорость звука, в свою очередь, от давления, то эксперименты проводили в широкой области давлений, что позволяло изменять мощность акустического излучения почти на порядок величины.

Эксперимент проходил следующим образом. Вначале ячейку охлаждали до температуры 0,5 К и измеряли пьезоэлектрическую постоянную a всех камертонов в вакууме. Затем конденсировался ^4He , причем скорость конденсации была такой, чтобы ячейка не отогревалась выше 0,6 К. После конденсации ^4He в ячейке создавалось давление, близкое к давлению кристаллизации, и стабилизировалась температура 370 мК. Затем проводился цикл измерений при постоянном давлении, после чего давление в ячейке понижали и проводили следующий цикл измерений при другом давлении.

С помощью методики кварцевого камертона, описанной в работах [10–13], измеряли амплитудно-частотные характеристики камертонов при различных возбуждающих напряжениях U и постоянных термодинамических условиях (P и T). Амплитуда переменного тока I , проходящего через камертон, определялась по падению напряжения на образцовом сопротивлении 1 кОм с помощью синхронного усилителя Two Phase Lock-in Analyzer 5208 [11–13]. По амплитудно-частотным характеристикам определяли амплитуду I_0 и частоту f_0 резонанса камертонов, а также полуширину резонансной линии Δf . Определены также зависимости скорости колебания ножек камертона $v = I/a$ от возбуждающей силы $F = \frac{1}{2}aU$.

3. Критическая скорость образования турбулентного течения. Роль акустического излучения

Полученные типичные экспериментальные данные о зависимости скорости колебаний камертона от возбуждающей силы при температуре 370 мК приведены на рис. 1. Как видно на рис. 1, при малых F наблюдается линейная зависимость $F \sim v$ (сплошная и пунктирные линии), что характерно для ламинарного режима течения жидкости. С ростом F происходит отклонение от такой линейной зависимости, причем в одном случае (зависимость 1) сразу появляется квадратичная зависимость ($F \sim v^2$) (штрихпунктирные линии), а в другом случае (зависимость 2) наблюдается промежуточный режим между линейным и квадратичным. В обоих случаях на кривых имеются характерные изломы (показаны стрелкой), соответствующие критической скорости v_c перехода из ламинарного в турбулентное состояние.

Следует обратить внимание, что кривые на рис. 1 отличаются различными значениями отношения R/λ : для черных символов $R/\lambda > 1/4$, а для открытых симво-

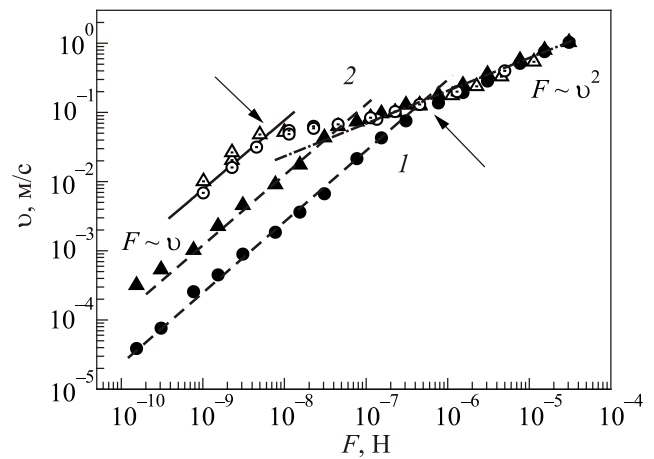


Рис. 1. Зависимость скорости колебания ножек камертона от возбуждающей силы. Камертон K5 при давлении He II 7,6 (Δ) и 22,3 атм (○) и $T = 370$ мК. Камертон K21 при давлении He II 8,35 (●) и 24,1 атм (▲). Сплошная линия — расчет для случая баллистического рассеяния тепловых возбуждений, пунктирная линия — ламинарный режим течения при акустическом излучении; штрихпунктирная линия — зависимость $F \sim v^2$, соответствующая турбулентному режиму течения.

лов $R/\lambda < 1/4$. По этому принципу условно были распределены все камертоны, используемые в эксперименте. Физическая причина связана с различными механизмами диссипации при ламинарном течении для разных значений R/λ . При $R/\lambda > 1/4$ основным механизмом диссипации может являться акустическое излучение [9–12], а при $R/\lambda < 1/4$ реализуется баллистический режим рассеяния тепловых возбуждений He II на колеблющихся ножках камертона. Этот механизм практически не зависит от давления [10], поэтому на рис. 1 данные для разных давлений совпадают. Расчет зависимости $v(F)$ с использованием кинетических уравнений при баллистическом рассеянии тепловых возбуждений был приведен в [18], а результаты расчета, показанные сплошной линией на рис. 1, дают хорошее согласие с экспериментом.

Как отмечалось в работе [10], при ламинарном режиме течения наибольшее влияние за счет переотражения звуковой волны на измеряемые в эксперименте величины наблюдалось в области выполнения условия $R/\lambda = 1/2$ для резонанса волны первого звука в цилиндрической ячейке. Для камертонов K20–K22 этот режим должен наблюдаться при $P \sim 2$ атм в He II.

На рис. 2 приведены полученные значения критической скорости v_c от давления для обоих случаев в одинаковом масштабе. Как уже отмечалось, при $R/\lambda < 1/4$ значения v_c практически не зависят от давления (рис. 2(a)), в то время как для $R/\lambda > 1/4$ наблюдается сильный разброс данных (рис. 2(б)), что связано с переотражением звуковой волны от стенок ячейки. При этом, как и в работе [10], разброс значений критиче-

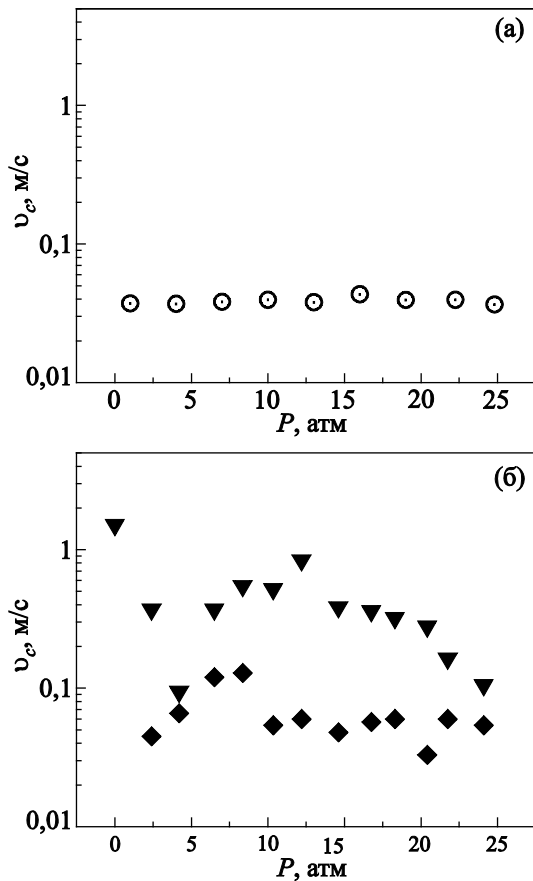


Рис. 2. Зависимость критической скорости перехода от ламинарного режима течения к турбулентному режиму от давления при $T = 370$ мК: (а) — камертон К8 (○); (б) — К21 (◆) и К22 (▼).

ской скорости значительно больше, особенно при низких давлениях, что связано с большими значениями λ и возможностью достижения резонансных условий.

4. Зависимость от возбуждающей мощности и температуры

Для того чтобы проследить влияние акустического излучения на критическую скорость перехода от ламинарного течения к турбулентному, удобно данные привести в виде зависимости критической скорости от соответствующей ей мощности, возбуждающей колебания ножек камертона. На рис. 3 приведена такая зависимость для камертонов с различными геометрическими размерами и при разных постоянных давлениях He II. Открытые символы соответствуют камертонам, у которых при ламинарном режиме течения основным механизмом диссипации является баллистическое рассеяние тепловых возбуждений на колеблющихся ножках камертона. Закрытыми символами показаны критические скорости для камертонов, у которых доминирует акустическое излучение ($R/\lambda > 1/4$).

На рис. 3 видно, что в зависимости от возбуждающей мощности существует два механизма возбуждения

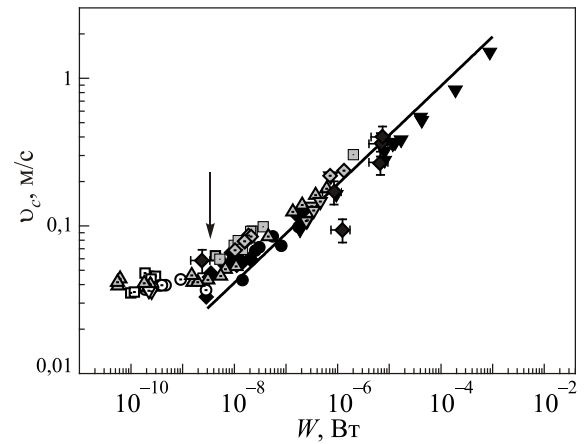


Рис. 3. Зависимость критической скорости перехода к турбулентному режиму течения в He II от мощности возбуждающего сигнала. К5 (□); К9 (▽); К8 (○); К1 (◆) [15]; К20 (■); К21 (▲); К22 (▼); К19 (●) при $T = 370$ мК и различных давлениях (см. рис. 2); К8 (△); К19 (◇); К20 (□) и К21 (▽) при давлении насыщенного пара и различных температурах (см. рис. 4).

турбулентного течения. При повышенных мощностях излучения $W \geq 10^{-8}$ Вт все данные описываются единой зависимостью, показанной сплошной линией. Такая зависимость характерна для турбулентности в обычных жидкостях или газах и имеет вид $W \sim v_c^3$ (см. параграф 5). При малых мощностях $W < 10^{-8}$ Вт наблюдается заметное отклонение от этой зависимости. При этом v_c практически не зависит от W . Как отмечалось выше, в этом случае наблюдался переходной режим, характеризующийся быстрым ростом плотности квантованных вихрей [13]. Отметим, что такое поведение было обнаружено для камертонов разных размеров, т.е. определяющим обстоятельством является не размер камертона, а условие отсутствия акустического излучения.

Для того чтобы проследить влияние температуры на эффект возбуждения турбулентного течения за счет акустического излучения, были проведены измерения температурной зависимости критической скорости для пяти камертонов, погруженных в He II, находящийся при давлении насыщенного пара. На рис. 4 приведены полученные данные для случая $R/\lambda < 1/4$ (открытые символы) и для $R/\lambda > 1/4$ (заполненные символы). Как видно из рис. 4, при $T > 1,2$ К для обоих случаев экспериментальные данные практически совпадают, что связано с доминирующим влиянием вязкостной диссипации. При $T < 1,2$ К для случая $R/\lambda > 1/4$ основным механизмом диссипации становится акустическое излучение, при этом критическая скорость перехода становится значительно больше чем в случае $R/\lambda < 1/4$, где основным механизмом диссипации по прежнему является вязкое трение. При $T < 0,6$ К величины v_c практически не зависят от температуры для обоих случаев. Но для камертонов в случае $R/\lambda < 1/4$ основной

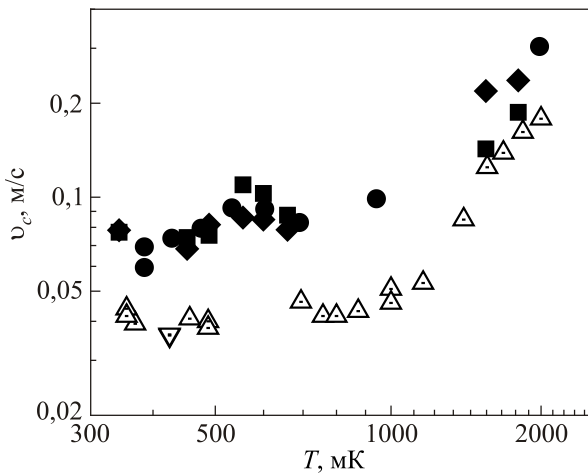


Рис. 4. Температурная зависимость критической скорости перехода от ламинарного режима течения к турбулентному режиму. K19 (◆) K20 (●), K21 (■), K8 (△), K9 (▽).

механизм диссипации кинетической энергии колеблющихся ножек камертона меняется с вязкостного трения на баллистическое рассеяние тепловых возбуждений.

Для дальнейшего анализа температурная зависимость $v_c(T)$ была пересчитана в зависимость $W(v_c)$, которая приведена на рис. 3 серыми символами. Как видно из рисунка эти данные также описываются единой зависимостью и совпадают с данными полученными при $T = 370$ мК. При высоких температурах ($T > 0,9$ К) экспериментальные данные также описываются зависимостью $W \sim v_c^3$. При $T < 0,9$ К в случае $R/\lambda > 1/4$, то есть для камертонов с сильным акустическим излучением, экспериментальные данные остаются близки к данной зависимости, а в случае $R/\lambda < 1/4$ величина v_c перестает зависеть от мощности, что также свидетельствует об изменении механизма возбуждения турбулентного течения в данной области температур.

Экспериментальные результаты, полученные при $T < 0,9$ К, когда ρ_n мало, можно интерпретировать в рамках классификации режимов сверхтекучей турбулентности, приведенной в [19–21]. В этом случае при высоких возбуждающих мощностях (рис. 3) наблюдается квазиклассическая турбулентность, когда вихри поляризованы и объединены в жгуты, а образование турбулентности происходит за счет пересоединений вихрей внутри жгута или пересоединений жгутов. А при возбуждающих мощностях $< 10^{-8}$ Вт, где наблюдаются два механизма возбуждения турбулентности. В случае доминирования акустического излучения, по-видимому, возбуждается квазиклассическая турбулентность. В случае, когда акустическое излучение пренебрежимо мало, можно говорить о начале переходной области к квантовой турбулентности, и турбулентный клубок образуется за счет квантованных вихрей, появляющихся на шероховатостях и пересоединяющихся между собой и самих на себя.

5. Коэффициент лобового сопротивления

Для сравнения экспериментальных данных для разных режимов между собой и с поведением обычных жидкостей или газов удобно полученные зависимости выразить через безразмерный коэффициент лобового сопротивления C_d , который определяется выражением [17]

$$C_d = \frac{2F}{\rho v^2 S}, \quad (1)$$

где ρ — плотность He II при соответствующем давлении, S — площадь лобового сечения ножки камертона.

В терминах лобового сопротивления можно наглядно представить различные режимы течения жидкости. Поскольку при ламинарном режиме $F \sim v$, то $C_d \sim 1/v$, что соответствует экспериментальным данным при малых скоростях v , которые приведены на рис. 5. В случае турбулентного режима течения, когда $F \sim v^2$, имеем коэффициент C_d , не зависящий от v . В этом случае C_d определяется геометрией тела: для плоской прямоугольной пластинки, расположенной плоскостью перпендикулярно потоку $C_d \approx 2$, для цилиндра $C_d \approx 1$, а для сферы $C_d \approx 0,3$.

Как видно на рис. 5, для случая, когда $R/\lambda > 1/4$ (закрытые символы), величина $C_d \sim 0,5$ в весьма широком интервале скоростей. В противоположном случае ($R/\lambda < 1/4$) зависимость C_d от v является немонотонной, причем минимум наблюдается при значениях $C_d \ll 1$. Последующий рост C_d с увеличением скорости совпадает с переходным режимом и, по-видимому, обусловлен ростом плотности квантованных вихрей и, как следствие, взаимного трения. Как было показано в работе [4], квантованные вихри в этом случае могут зарождаться в приповерхностном слое на шероховатостях поверхности. Дальнейший рост плотности кван-

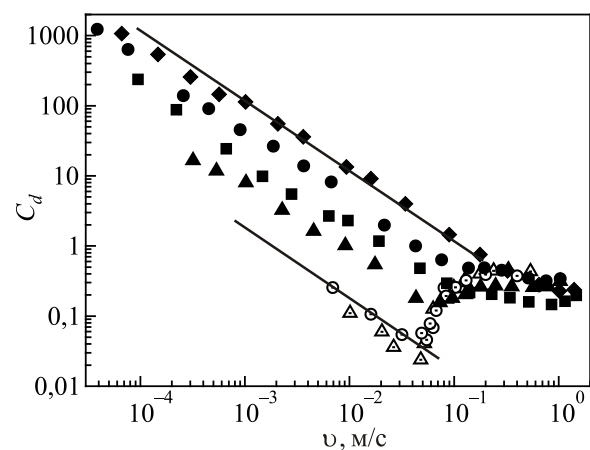


Рис. 5. Зависимость лобового сопротивления от скорости потока He II при $T = 370$ мК: камертон K5 при давлении He II 7,6 (△) и 22,3 (○) атм, камертон K21 при давлении He II 8,35 (●) и 24,1 (▲) атм, камертон K21 при давлении He II 8,35 (◆) и 24,1 (■) атм; сплошная линия — зависимость $C_d \sim 1/v$.

тованных вихрей с увеличением скорости продолжается до тех пор, пока не достигнет величины, достаточной для появления развитой турбулентности. Этому режиму соответствуют $C_d \approx 0,3$.

Зависимости на рис. 5 иллюстрируют также влияние мощности акустического излучения. С ростом мощности переход между ламинарным и турбулентным режимами течения становится более плавным, что качественно похоже на поведение C_d в обычных жидкостях или газах.

Более того, посчитанная зависимость v_c от W (сплошная линия, рис. 3), как и в обычных жидкостях или газах, хорошо согласуется с выражением (1) при условии, что $C_d \approx 1$, соответствующей площади для камертонов (S) и плотности He II (ρ).

6. Заключение

Проведенная серия экспериментов с камертонами, погруженными в сверхтекучий ^4He , позволила установить, что наблюдаются два механизма перехода от ламинарного к турбулентному состоянию, которые связаны с акустическим излучением камертона и вязкой диссипацией при высоких температурах или баллистическим рассеянием тепловых возбуждений He II при низких температурах. Установлено, что при доминирующем влиянии акустического излучения величина коэффициента лобового сопротивления $C_d \approx 0,5$ и поведение в зависимости от скорости колебаний ножек камертона близко к случаю классической жидкости. При доминировании баллистического рассеяния критическая скорость заметно уменьшается и кроме того возникает промежуточный режим между ламинарным и турбулентным состояниями. Переход к турбулентному состоянию зависит от возбуждающей мощности: при малых мощностях (менее 10^{-8} Вт) оба механизма перехода четко разделены. Причем при доминировании акустического излучения, по-видимому, реализуется квазиклассическая турбулентность He II, а при пренебрежении акустическим излучением начинается переход к квантовой турбулентности.

Авторы выражают признательность Э.Я. Рудаевскому, К.Э. Немченко и С.С. Соколову за обсуждение результатов работы и полезные советы. А также большую признательность Л. Скрбек за камертоны, предоставленные им для исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке Украинско-японского гранта (проект № Ф52.2/005).

1. M. Blažková, M. Človečko, E. Gazo, L. Skrbek, and P. Skyba, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 305 (2007).
2. 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).

3. M. Blažková, M.D. Schmoranzer, and L. Skrbek, *Phys. Rev. E* **75**, 025302 (2007).
4. Г.А. Шешин, А.А. Задорожко, Э.Я. Рудаевский, В.К. Чаговец, Л. Скрбек, М. Блажкова, *ФНТ* **34**, 1111 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 875 (2008)].
5. V. Chagovets, I. Gritsenko, E. Rudavskii, G. Sheshin, and A. Zadorozhko, *J. Low Temp. Phys.* **158**, 450 (2010).
6. M. Blažková, D. Schmoranzer, and L. Skrbek, *Fiz. Nizk. Temp.* **34**, 380 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 298 (2008)].
7. D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, R. Nyman, and J.R. Owers-Bradley, *J. Low Temp. Phys.* **136**, 1 (2004).
8. Anssi Salmela, Juha Tuoriniemi, Elias Pentti, Alexander Sebedash, and Juho Rysti, *J. Phys: Conf. Ser.* **150**, 012040 (2009).
9. D. Schmoranzer, Marco La Mantia, I. Gritsenko, A. Zadorozhko, G. Sheshin, M. Rotter, and L. Skrbek, *J. Low Temp. Phys.* **163**, 317 (2011).
10. И.А. Гриценко, А. А. Задорожко, Г.А. Шешин, *ФНТ* **38**, 1395 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1100 (2012)].
11. I. Gritsenko, A. Zadorozhko, and G. Sheshin *J. Low Temp. Phys.* **171**, 194 (2013).
12. I. Gritsenko, G. Sheshin, D. Schmoranzer, and L. Skrbek, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 1062 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 823 (2013)].
13. I. Gritsenko, A. Zadorozhko, V. Chagovets and G. Sheshin, *J. Phys: Conf. Ser.* **400**, 012068 (2012).
14. D.I. Bradley, M.J. Fear, S.N. Fisher, A.M. Guenault, R.P. Haley, C.R. Lawson, G.R. Pickett, R. Schanen, V. Tsepelin, and L.A. Wheatland, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 379 (2014).
15. I. Gritsenko and G. Sheshin *J. Low Temp. Phys.* **175**, 91 (2014)
16. Э.Я. Рудаевский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин, *ФНТ* **15**, 568 (1989) [*Sov. Low Temp. Phys.* **15**, 320 (1989)].
17. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
18. 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)].
19. V.S. L'vov, S.V. Nazarenko, and O. Rudenko, *Phys.Rev. B* **76**, 024520 (2007).
20. E. Kozik and B. Svistunov, *Phys.Rev. B* **77**, 060502R (2008).
21. P.M. Walmsley, D.E. Zmeev, F. Pakpour, and A.I. Golov, *arXiv:1306.3419v1 [cond-mat.other]* 14 Jun 2013.

The influence of acoustic emission on critical velocity of turbulence in superfluid helium

I.A. Gritsenko and G.A. Sheshin

The conditions for transition from laminar to turbulent flow in superfluid ^4He and the effect of wide power range acoustic radiation on critical velocity of the transition are studied experimentally. The experiments were carried out by using the method of quartz tuning fork in the temperature range from 2 K down to

0.3 K. In a wide pressure range from the saturated vapor pressure up to 24.8 atm. It is found that at high temperatures ($T > 0.9$ K) the critical velocity is determined by viscous friction whereas at low temperatures ($T < 0.5$ K) the effect of acoustic radiation is observed which leads to a noticeable decrease in the critical velocity of transition to a turbulent state. The critical velocity depends on acoustic emission power, and the transition to the turbulent state of the superfluid is similar to that in ordinary liquids or gases. With no effect of acoustic radiation the critical velocity of transition is almost independent on temperature and exciting power and is mainly determined by the ballistic scattering of thermal excitations.

PACS: 67.10.Jn Transport properties and hydrodynamics;
47.37.+q Hydrodynamic aspects of superfluidity; quantum fluids;
67.25.dt Sound and excitations;
77.65.Fs Electromechanical resonance; quartz resonators.

Keywords: acoustic emission, superfluid turbulence, critical velocity.