

ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ He-II, ПОРОЖДАЕМЫЕ ПОТОКОМ ТЕПЛА В ОБЪЕМЕ

Л. П. Межов-Деглин^{a*}, А. А. Левченко^a, А. А. Пельменёв^{a,b}, И. А. Ремизов^a

^a Институт физики твердого тела Российской академии наук
143432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Филиал института энергетических проблем химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 апреля 2019 г.,
после переработки 15 апреля 2019 г.
Принята к публикации 18 апреля 2019 г.

Обсуждаются результаты экспериментальных исследований условий возникновения на свободной поверхности сверхтекучего He-II неустойчивости, порождаемой постоянным или переменным потоком тепла Q в объеме. Квантовый аналог — неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, которая сопровождается появлением низкочастотных осцилляций на поверхности, развивается, когда максимальная скорость противотока нормальной и сверхтекучей компонент под поверхностью достигает некоторого порогового значения. Показано, что большая разница, в 50–100 раз в трех различных сериях экспериментов, в оценках значений порогового потока тепла Q_{thr} , при превышении которого на свободной поверхности He-II появляются волны, вполне объяснима различиями в площади сечения и количестве каналов в боковых стенках, по которым нормальная компонента He-II переносит тепло из неподвижной ячейки в наружную гелиевую ванну, т. е. существенной разницей в граничных условиях. Обнаружено, что на свободной поверхности He-II в герметично замкнутой вибрирующей ячейке, которая охлаждается снаружи сверхтекучим He-II при постоянной температуре, при включении нагревателя в объеме жидкости могут реализоваться условия, достаточные для наблюдения одновременно параметрической неустойчивости Фарадея и Кельвина–Гельмгольца.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию И. М. Халатникова

DOI: 10.1134/S0044451019100092

$$\omega_2 = v_2 \kappa \quad (1)$$

и поверхностных волн

$$\omega_s^2 = g\kappa + (\sigma/\rho)\kappa^3, \quad (2)$$

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования условий возникновения неустойчивости свободной плоской поверхности сверхтекучего He-II при протекании теплового потока в объеме жидкости были поставлены в Лаборатории квантовых кристаллов ИФТТ РАН по инициативе И. М. Халатникова. Ранее в работах Халатникова с соавторами [1–4] обсуждалась возможность генерации стоячих гравитационно-капиллярных волн на поверхности He-II интенсивными стоячими волнами второго звука. Воспользовавшись известными законами дисперсии волн второго звука [1, 5]

легко оценить, что в контейнере с He-II с линейными размерами в несколько см прямое резонансное преобразование волн второго звука частотой ниже $\omega_2/2\pi \leq 10^7$ Гц в гравитационно-капиллярные волны на поверхности невозможно. С учетом этого в работах [1–4] обсуждались другие механизмы.

Здесь ω_2 и ω_s — угловые частоты волн второго звука и поверхностной волны, κ — волновой вектор, $g = 0.98 \cdot 10^3$ см/с² — ускорение силы тяжести; в области температур $T = 2$ –1.2 К, где проводились обсуждаемые ниже измерения, скорость волн второго звука $v_2 \approx 2 \cdot 10^3$ см/с, поверхностное натяжение $\sigma \approx 0.3$ дин/см и плотность жидкого He-II $\rho \approx 0.14$ г/см³ слабо зависят от температуры [6].

* E-mail: mezhov@issp.ac.ru

В работе [2] обсуждалась возможность формирования стационарного рельефа на свободной исходной плоской поверхности He-II интенсивными стоячими волнами второго звука. Возбуждение стоячей волны второго звука сопровождается появлением дополнительного давления в объеме He-II вследствие протитока нормальной и сверхтекучей компонент жидкости в стоячей волне. Известно [5], что при возникновении стационарного протитока нормальной и сверхтекучей компонент жидкости под поверхностью He-II в длинном канале уравнение Бернулли можно записать как

$$p + (\rho_n + \rho_s)gz + 1/2(\rho_n v_n^2 + \rho_s v_s^2) = \text{const}, \quad (3)$$

т. е. давление, создаваемое стоячей волной второго звука в объеме, содержит переменную и одновременно постоянную составляющие. Здесь p — давление над поверхностью, ρ_n , ρ_s и v_n , v_s — плотность и скорость нормальной и сверхтекучей компонент, ось z направлена вверх по вертикали. Профиль этого избыточного (растягивающего) давления под поверхностью He-II можно описать выражением $\Delta p(x) \sim A^2 \cos(2\kappa x)$, где A — амплитуда стоячей волны, κ — волновой вектор. Влиянием поверхностного натяжения здесь пренебрегаем. Применимость этой модели для описания условий возникновения стационарной структуры — реконструкции поверхности He-II в неподвижном цилиндрическом резонаторе волн второго звука подробно анализируется в работе [7].

В работе [4] было показано, что в общем случае реконструкцию плоской поверхности и появление волн на поверхности He-II можно объяснить неустойчивостью системы из двух нелинейно связанных между собой гармонических осцилляторов, в случае, когда один из них возбуждается внешней силой на частоте ω , а резонансная частота второго резонатора совпадает с частотой 2ω .

В работе [3] были рассмотрены два других случая: 1) параметрическая трансформация интенсивной волны второго звука под поверхностью в две волны, сопровождаемая черенковским излучением поверхностной волны, и 2) конкурирующий процесс параметрического распада распространяющейся под поверхностью He-II интенсивной нелинейной волны второго звука на две волны второго звука (так называемый внутренний распад). Поскольку скорость волн второго звука существенно больше скорости поверхностных волн, можно полагать, что в первом случае волновые векторы падающей на поверхность и отраженной от свободной поверхности волн второго звука равны по модулю (лежат на од-

ной и той же сфере в κ -пространстве), и частоты прямой и отраженной волн практически совпадают, так как частота возникающей поверхностной волны много меньше частоты второго звука. При этом волновой вектор поверхностной волны κ_s равен разности волновых векторов волн второго звука и близок им по модулю $|\kappa_s| \approx |\kappa_2|$. Аналогичным образом авторы рассматривали и внутренний распад. Как показали численные оценки, в интервале температур $0.8 \text{ K} < T < 2.17 \text{ K}$ черенковский процесс должен доминировать при условии, что глубина слоя He-II в контейнере

$$h \leq (1/64\kappa_s)(\omega_2/\omega_s), \quad (4)$$

где ω_2 — частота падающей волны второго звука, а ω_s и κ_s — частота и волновой вектор возбуждаемой поверхностной волны. В противоположном случае доминирует внутренний распад на две волны второго звука.

Воспользовавшись неравенством (4) и законами дисперсии (1), (2) можно оценить глубину слоя h , где должно преобладать черенковское излучение. Предположим, что при отражении от поверхности интенсивной волны второго звука с волновым вектором $\kappa \approx 12 \text{ см}^{-1}$ (длина стоячей волны $\lambda = 2\pi/\kappa \approx 0.52 \text{ см}$, частота $\omega_2/2\pi \approx 3.8 \text{ кГц}$) в результате черенковского излучения на поверхности He-II сформировалась стоячая волна с тем же волновым вектором $\kappa_s \approx 12 \text{ см}^{-1}$, что соответствует (2) возбуждению на поверхности волны частотой $\omega_s/2\pi \approx 20 \text{ Гц}$. В соответствии с (4) это возможно в том случае, когда глубина слоя He-II в сосуде $h \leq 0.24 \text{ см}$. При понижении κ до 6 см^{-1} (длина стоячей волны $\lambda \approx 1.04 \text{ см}$, частота $\omega_2/2\pi \approx 1.9 \text{ кГц}$, частота стоячей волны $\omega_s \approx 12 \text{ Гц}$), допустимая глубина слоя возрастает до $h \leq 0.4 \text{ см}$.

В обсуждаемых ниже экспериментах [7–9] глубина слоя He-II составляла 0.6 см и 0.5 см, т. е. превышала найденные выше h . Но понизить частоту стоячей волны второго звука еще в несколько раз в этих экспериментах не позволяли линейные размеры рабочих ячеек, так как внутренний диаметр цилиндрического резонатора в [7, 8] составлял около 2 см, а линейные размеры прямоугольной ячейки в [9] были равны примерно $2.4 \times 1.7 \text{ см}^2$. Таким образом, вопрос о возможности экспериментального наблюдения черенковского излучения поверхностных волн стоячими волнами второго звука до сих пор остается открытым.

Итак, в работах Халатникова с соавторами [1–4] были рассмотрены различные механизмы реконструкции плоской поверхности и генерации гравита-

ционно-капиллярных волн на поверхности He-II под действием интенсивных стоячих волн второго звука в объеме сверхтекучей жидкости в длинном канале конечной глубины. Однако сравнить предсказания теории с результатами экспериментов [7–9] довольно трудно, так как в теоретических расчетах авторы не учитывали способы генерации волн второго звука и пренебрегали влиянием граничных условий на торцах канала. В реальных условиях эксперименты проводятся в контейнерах (рабочих ячейках) с линейными размерами порядка нескольких сантиметров, а для генерации волн второго звука используются малоинерционные резистивные нагреватели. Для эффективного отвода излучаемого нагревателем потока тепла в наружную гелиевую ванну в боковых стенках ячейки делаются тонкие отверстия — выходные каналы, по которым поток нормальной компоненты вытекает из ячейки, а навстречу ему движется поток сверхтекучей компоненты.

Поток тепла Q , который излучает в He-II резистивный нагреватель при подключении к внешнему источнику переменного тока $I = I_0 \sin \omega t$, содержит постоянную и переменную составляющие $Q = I^2 R = (1/2) I_0^2 R (1 + \cos 2\omega t)$, поэтому при включении нагревателя в неподвижной рабочей ячейке He-II наряду с волнами второго звука, возбуждаемыми на частоте 2ω , возникает стационарный противоток нормальной, движущейся от нагревателя и направленной навстречу сверхтекучей компоненте жидкости. Скорость противотока равна $|w| = |v_n| + |v_s|$, где значения v_n и v_s — скорости нормальной и сверхтекучей компонент, определяются плотностью теплового потока W в данной области. При заданном Q величина и направление движения теплового потока W в объеме существенно зависят от геометрии рабочей ячейки: формы и площади поверхности нагревателя Σ_{in} , площади поперечного сечения ячейки в данном месте, от площади Σ_{out} и расположения выходных каналов, которые соединяют ячейку с наружной гелиевой ванной.

В свое время, анализируя накопленные экспериментальные результаты, авторы работ [7, 8] пришли к выводу о том, что даже при высокой добротности цилиндрического резонатора волн второго звука (около 200–500) определяющую роль в реконструкции и в последующем развитии неустойчивости поверхности при тепловых потоках выше некоторого порогового, играл постоянный поток тепла, который излучал резистивный нагреватель наряду с переменным потоком. К сожалению, далее констатации этого факта они не продвинулись и ограничились замечаниями, что наблюдаемые явления рекон-

струкции и последующего появления низкочастотных волн на поверхности He-II могут быть приписаны проявлению неравновесного фазового перехода на поверхности по аналогии с наблюдениями упорядочения в антиферромагнитной системе в состоянии термодинамического равновесия.

Альтернативная модель — возникновение параметрической неустойчивости свободной поверхности He-II при скорости постоянного противотока под поверхностью выше некоторой пороговой (квантовый аналог неустойчивости Кельвина–Гельмогольца), сопровождаемой возбуждением со временем хаотических низкочастотных колебаний на поверхности, впервые рассмотрена Коршуновым [10, 11]. Мы вернемся к результатам расчетов Коршунова ниже. Здесь отметим, что задача о взаимодействии волн второго звука с поверхностными волнами, возникающими при потоке тепла в объеме He-II выше некоторого порогового, остается нерешенной и до сих пор.

Основная цель данной статьи — представить и попытаться обсудить с единой позиции результаты как известных из литературы [7, 8], так и выполненных недавно в нашей лаборатории [9, 12] экспериментальных исследований стационарных и нестационарных явлений на свободной поверхности He-II, которые наблюдаются при введении постоянного и переменного потоков тепла в объем сверхтекучей жидкости в неподвижной ячейке, а также при введении потока тепла в объем вибрирующей ячейки.

2. КОЛЕБАНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО He-II, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПОТОКОМ ТЕПЛА В ОБЪЕМЕ В НЕПОДВИЖНОЙ РАБОЧЕЙ ЯЧЕЙКЕ

2.1. Реконструкция плоской поверхности и стоячие волны на поверхности He-II в цилиндрическом резонаторе волн второго звука [7, 8]

Мы указывали выше, что теоретические расчеты [2–4] были стимулированы опубликованными ранее результатами серии экспериментов [7, 8], где сообщалось о наблюдениях реконструкции формы и возникновении стационарного рельефа на свободной исходно плоской поверхности He-II в ориентированном вертикально цилиндрическом резонаторе с повышением амплитуды накачки волн второго звука. При дальнейшем увеличении потока тепла Q , излучаемого малоинерционным нагревателем, при Q выше некоторого порогового значения $Q > Q_{thr}$ на

свободной поверхности со временем развивались хаотические колебания, а вблизи порога при $Q \leq Q_{thr}$ на поверхности можно было наблюдать появление стоячих волн на частотах ниже частоты волн второго звука.

Из качественных оценок, приведенных в работе [7], следовало, что в соответствии с (3) при больших амплитудах стоячих волн создаваемое стоячей волной второго звука добавочное давление под поверхностью $\Delta p = (\rho_n v_n^2 + \rho_s v_s^2)/2$, может привести к возникновению неустойчивости на поверхности. Очевидно, что Δp содержит переменную и постоянную составляющие. Таким образом, при возбуждении резистивным нагревателем стоячих волн второго звука в He-II в объеме резонатора возникает постоянное давление, которое складывается из суммы вкладов постоянного давления, обусловленного постоянной составляющей теплового потока Q , и постоянной составляющей давления, создаваемого волнами второго звука, а также переменное давление, частота которого вдвое выше частоты стоячей волны второго звука. Теоретически задача о явлениях на свободной поверхности He-II при протекании в объеме постоянного и переменного потоков тепла плотностью выше некоторой критической не изучалась.

В экспериментах [7, 8] замкнутый сверху и снизу цилиндрический резонатор был погружен в наружную гелиевую ванну, температура которой во время измерений поддерживалась постоянной. Резонатор наружным диаметром около 3 см, внутренним диаметром $d = 1.94$ см и высотой в 2 см был изготовлен из прозрачного плексигласа. Для возбуждения стоячих волн второго звука в объеме He-II в цилиндрическом резонаторе использовался малоинерционный резистивный нагреватель — металлическая проволока диаметром 0.01 см, установленная по оси цилиндра. Глубина слоя жидкости в резонаторе составляла $h = 0.6$ см. Сопротивление нагревателя $R = 1$ Ом, максимальная амплитуда переменного тока $I = I_0 \sin(\omega t)$ не превышала $I_0 \leq 0.2$ А. Для отвода тепла из объема резонатора в наружную гелиевую ванну в нижней части боковой стенки резонатора были вырезаны три отверстия диаметром $d = 2$ мм каждое, расположенные под углом в 120° . Нормальная компонента He-II, которая переносит тепло, вытекала из резонатора в наружную ванну, а навстречу ей двигалась сверхтекучая компонента. При включении нагревателя глубина слоя жидкости в резонаторе в первом приближении оставалась неизменной, так что полный объем жидкости в рабочей ячейке не изменялся.

Для регистрации явлений на поверхности He-II использовался метод темного поля (спирен-фотографии), что позволяло следить за изменением формы свободной поверхности (регистрировать появление пространственного стационарного рельефа на поверхности), а также наблюдать появление стоячих волн на реконструированной поверхности при амплитуде волн свыше 10^{-4} см.

Вблизи поверхности нагревателя плотность излучаемого проволочным нагревателем потока тепла в He-II

$$W_{in} [\text{Вт}/\text{см}^2] = Q/\Sigma_{in} = I^2 R/\Sigma_{in} = \frac{1}{2} \frac{I_0^2 R(1 + \cos 2\omega t)}{\Sigma_{in}} \approx 25 I_0^2 R(1 + \cos 2\omega t), \quad (5)$$

где Q — полная рассеиваемая мощность, $\Sigma_{in} \approx 0.02$ см² — площадь поверхности нагревателя, I_0 — амплитуда и ω — угловая частота тока накачки. При накачке в диапазоне частот от 550 Гц до 10^4 Гц, резонансные частоты волн второго звука в объеме резонатора лежали в диапазоне 1.1–20 кГц.

При малых амплитудах тока I_0 форма плоской поверхности не изменялась. С повышением амплитуды тока, т. е. плотности излучаемого нагревателем переменного теплового потока, на поверхности возникал стационарный рельеф, а при токах выше некоторого порогового, $I_0 > I_{thr}$, на поверхности He-II развивалась нестабильность и со временем возникали хаотические низкочастотные колебания.

Как показали измерения [8], пороговая мощность слабо зависела от частоты накачки и при $T = 1.8$ К составляла $Q_{thr} \approx 27$ –30 мВт. В диапазоне температур 1.4–2 К величина Q_{thr} линейно возрастала с температурой: $dQ_{th}/dT \approx 50$ мВт/К. По оценкам, приводимым в работе [7], $Q_{thr} \approx 40$ мВт.

Вблизи порога при $Q \leq Q_{thr}$ на реконструированной поверхности можно было наблюдать возникновение генерируемых вторым звуком стоячих волн, длина волны которых лежала в диапазоне $\lambda_p \approx 1$ –0.05 см (характерные частоты волн лежат в диапазоне 10–200 Гц). Амплитуды стоячих волн были заметно меньше высоты стационарных валов на цилиндрической поверхности. Добротность резонатора была достаточно высока (≥ 200), так что даже слабая расстройка частоты накачки при том же токе $I_0 \leq I_{thr}$ приводила к быстрому падению амплитуды волн второго звука в объеме и, соответственно, к исчезновению поверхностных волн. Следовательно, источником этих волн на поверхности были стоячие волны второго звука. В принципе, это можно было бы связать с моделью, рассмотренной

в работе Халатникова и др. [3]: возникновение параметрической неустойчивости волн второго звука, сопровождаемой черенковским излучением поверхностных волн, при достаточно высоких амплитудах волн второго звука. Однако, как показали прямые наблюдения, амплитуды стоячих поверхностных волн составляли $2 \cdot 10^{-3}$ – 10^{-4} см и были на один-два порядка ниже высоты стационарных выступов (валов) на реконструированной поверхности, которые слабо зависели от частоты накачки. Следовательно, даже в этих условиях, при больших амплитудах волн второго звука, наряду с переменной составляющей определяющую роль в наблюдаемых явлениях играл постоянный поток тепла, излучаемого резистивным нагревателем.

Рассмотрим внимательнее геометрию резонатора, т. е. граничные условия, определяющие перенос постоянного потока тепла из резонатора в наружную гелиевую ванну в экспериментах [7, 8]. Следом за авторами, будем полагать, что в первом приближении уровень жидкости в резонаторе при включении нагревателя оставался постоянным, так что полный поток массы через отверстия (выходные каналы) в нижней части боковой стенки резонатора был равен нулю

$$j = \varrho_n v_n + \varrho_s v_s = 0. \quad (6)$$

Здесь v_n , ϱ_n и v_s , ϱ_s — скорости течения и плотности нормальной и сверхтекучей компонент в канале, плотность жидкости $\varrho = \varrho_n + \varrho_s$. При выполнении условия (6) скорость противотока компонент на входе в канал

$$|w| = |v_n| + |v_s| = |v_n| \varrho / \varrho_s. \quad (7)$$

Скорость движения нормальной компоненты v_n связана с плотностью стационарного теплового потока W в канале соотношением

$$v_n = W / \varrho S T, \quad (8)$$

где S — энтропия единицы массы, и при неизменном объеме жидкости выражение (7) можно записать в виде

$$|w| = W / S T \varrho_s. \quad (9)$$

При включении резистивного нагревателя в объеме резонатора, сообщающегося через отверстия в боковой стенке с наружной гелиевой ванной, в объеме резонатора возникает противоток нормальной (от нагревателя) и сверхтекучей (к нагревателю)

компонент He-II. Площадь поверхности проволочного нагревателя $\Sigma_{in} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см², так что плотность теплового потока в He-II вблизи поверхности нагревателя составляла $W_{in} = Q / \Sigma_{in} \approx 50Q$ Вт/см² и быстро убывала с расстоянием пропорционально квадрату радиуса. Площадь каждого из трех каналов вблизи дна цилиндра равна $\Sigma_{out} \approx 3.2 \cdot 10^{-2}$ см². Полагая, что потоки тепла через каналы одинаковы, можно оценить, что плотность потока тепла на входе в каждый из каналов $W_{out} = (1/3)Q / \Sigma_{out} \approx 10Q$ была примерно в 5 раз ниже плотности теплового потока вблизи нагревателя. Иными словами, плотность постоянного потока тепла и направление движения потока, а следовательно, и скорости противотока под поверхностью, существенно зависели от координаты в отличие от модели, рассматриваемой в теории [10, 11]. Это следует учитывать при сравнении результатов различных экспериментов между собой и с предсказаниями теории.

2.2. Волны на свободной поверхности He-II в неподвижной прямоугольной ячейке при потоке тепла в объеме выше некоторого порогового

2.2.1. Неустойчивость поверхности He-II при скорости противотока нормальной и сверхтекучей компонент выше пороговой — квантовый аналог неустойчивости Кельвина–Гельмгольца

Прежде чем представлять результаты наших экспериментов [9, 12], обсудим вкратце результаты расчетов Коршунова [10, 11], который впервые исследовал условия возникновения неустойчивости и генерации хаотических колебаний на плоской поверхности He-II при скорости противотока нормальной и сверхтекучей компонент под поверхностью выше некоторой пороговой, т. е. условия проявления квантового аналога известной в классической гидродинамике [5] неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Обсуждению условий возникновения параметрической неустойчивости свободной поверхности сверхтекучей жидкости была посвящена работа Волоника [13]. Впоследствии возможность возникновения неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на поверхности сверхтекучей нейтронной жидкости при высоких скоростях противотока в объеме обсуждалась в работах Андерсена [14]. Точному решению задачи о возникновении неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и формировании нелинейных колебаний на свободной поверхности He-II при больших скоростях противотока нормальной и сверхте-

кучей компонент, направленного параллельно поверхности, посвящена опубликованная недавно работа Лушникова и Зубарева [15].

В теории [10, 11] рассмотрен простейший случай — постоянный противоток нормальной и сверхтекучей компонент направлен параллельно поверхности, полный поток массы равен нулю, т. е. выполняются условия (6), (7): $j = \varrho_n v_n + \varrho_s v_s = 0$ и скорость противотока $|w| = |v_n| + |v_s| = |v_n| \varrho / \varrho_s$.

В наших экспериментах поток нормальной компоненты обусловлен излучением потока тепла плотностью W нагревателем, который расположен в объеме жидкости в рабочей ячейке конечных размеров. Следуя логике [10, 11], рассмотрим вначале простейший одномерный случай — стационарный тепловой поток распространяется от плоского резистивного нагревателя в длинном и достаточно глубоком канале, заполненном He-II. Скорость противотока под поверхностью направлена параллельно свободной поверхности жидкости, течение жидкости в канале ламинарно и передача тепла в наружную гелиевую ванну через боковые стенки и дно канала пренебрежимо мала по сравнению с обменом теплом с наружной ванной за счет противотока нормальной и сверхтекучей компонент на выходе из канала (возможностью генерации вихрей в объеме и на поверхности He-II при больших скоростях противотока в данном рассмотрении пренебрегаем). Площадь излучателя Σ равна площади поперечного сечения слоя жидкости и площади сечения выходного отверстия на свободном конце длинного канала, так что краевыми эффектами можно также пренебречь. При включении нагревателя глубина слоя жидкости в канале остается постоянной, т. е. полный поток массы в объеме канала равен нулю (6), (7) и скорость противотока под поверхностью линейно возрастает с повышением плотности теплового потока (6)–(8):

$$|w| = W/ST\varrho_s, \quad (9a)$$

где $W = Q/\Sigma$, Q — поток тепла, излучаемый нагревателем.

В рамках двухжидкостной модели Ландау, уравнение Бернулли (3) можно записать как

$$p + (\varrho_n + \varrho_s)gz + 1/2(\varrho_n v_n^2 + \varrho_s v_s^2) = \\ = p + \varrho gz + (1/2)(\varrho_n/\varrho_s)(W/\varrho ST)^2 = \text{const}, \quad (10)$$

где p — давление над поверхностью, ось z направлена вверх по вертикали, поверхностным натяжением в первом приближении пренебрегаем. Когда

с ростом плотности теплового потока обусловленное противотоком компонент избыточное давление под поверхностью превышает некоторое критическое, на исходно плоской поверхности может возникнуть стационарный рельеф (surface corrugation), что согласуется с результатами наблюдений [7, 8]. При последующем повышении излучаемой мощности и плотности теплового потока выше пороговой $W > W_{thr}$ поверхность теряет устойчивость, со временем на поверхности зарождаются хаотические низкочастотные колебания.

Уместно заметить здесь, что аналогичные явления — реконструкция плоской поверхности жидкости и образование стационарного рельефа (холмов) на эквипотенциально заряженной поверхности жидкого водорода и гелия под действием внешнего электрического поля — наблюдались ранее [9, 16] (слой положительно заряженных ионов был локализован под поверхностью). Стационарные холмы на поверхности жидкости возникали скачком, когда напряженность растягивающего электрического поля, приложенного между обкладками плоского диода, превышала некоторое критическое значение E_{c1} . Приведенный в [17] расчет указывал на чрезвычайно сильную чувствительность амплитудной зависимости стоячей волны (рельефа), формирующейся в сосуде конечных размеров при поле выше критического $E \geq E_{c1}$, к виду граничных условий на стенках сосуда. С повышением напряженности, в полях $E_{c2} > E_{c1}$, реконструированная эквипотенциально заряженная поверхность слоя жидкости толщиной меньше капиллярной постоянной теряла устойчивость, заряженные частицы «вырывались» из-под поверхности, и при ступенчатом повышении напряженности поля выше E_{c2} можно было наблюдать «электрическое кипение» жидкости [16].

Явно прослеживается аналогия: заряженная поверхность жидкости теряет устойчивость во внешнем электрическом поле, когда его напряженность достигает порогового значения E_{c2} , а нейтральная поверхность He-II становится неустойчивой, когда скорость противотока в жидкости под поверхностью (давление Бернулли) превышает некоторое пороговое значение w_{thr} (плотность теплового потока превышает W_{thr}). В обоих случаях неустойчивость возникает под действием избыточного давления под поверхностью жидкости.

В работе [11] приведена оценка порогового значения скорости противотока w_{thr} . Воспользовавшись соотношениями (8), (9), по известной скорости противотока можно оценить пороговое значение плотности потока тепла $(W_{thr})^{theor}$. Если пренебречь

вязкими потерями в объеме He-II (вязкость $\eta = 0$), то с учетом избыточного давления Бернулли под поверхностью закон дисперсии поверхностных волн (2) можно записать как

$$\begin{aligned} \omega^2 &= g\kappa + \frac{\sigma}{\rho} \kappa^3 - (v_n \kappa)^2 \frac{\rho_n}{\rho_s} = \\ &= g\kappa + \frac{\sigma}{\rho} \kappa^3 - \left(\frac{W\kappa}{\rho ST} \right)^2 \frac{\rho_n}{\rho_s}. \end{aligned} \quad (11)$$

Очевидно, что при тепловых потоках ниже порогового, $W < W_{thr}$ закон дисперсии смягчается с повышением W . Но при плотности потока выше W_{thr} реконструированная поверхность теряет устойчивость и на поверхности со временем развиваются хаотические колебания. Волновая неустойчивость развивается на критических волновых векторах

$$\kappa_c = (\rho g / \sigma)^{1/2} \quad (12)$$

в области акустических частот, где происходит переход от гравитационных к капиллярным волнам. В интервале температур $T = 1.2-2$ К, где плотность $\rho \approx 0.14$ г/см³ и поверхностное натяжение $\sigma \approx 0.3$ дин/см практически не зависят от температуры, критический волновой вектор

$$\kappa_c \approx 21 \text{ см}^{-1}. \quad (12a)$$

Спектр волн, возникающих при $W \geq W_{thr}$, теоретически не исследовался.

При учете вязких потерь ($\eta > 0$) значение κ_c , как показали расчеты [11], не изменяется, однако вязкие потери в объеме He-II приводят к изменению значения пороговой скорости противотока, т. е. пороговой плотности теплового потока:

$$(W_{thr})^{theor} \geq ST(2\kappa_c \sigma \rho_s)^{1/2}. \quad (13)$$

Подставляя в (13) известные из литературы [6] значения энтропии и плотности сверхтекучей компоненты, можно оценить, что при $T = 2$ К расчетное значение порогового потока $(W_{thr})^{theor} \geq 1.8$ Вт/см², с понижением температуры до 1.8 К порог падает до $(W_{thr})^{theor} \geq 0.6$ Вт/см² и при $T = 1.3$ К $(W_{thr})^{theor} \geq 0.15$ Вт/см². Напомним для сравнения, что в экспериментах [8] при $T = 1.8$ К пороговая мощность $Q_{thr} \approx 30$ мВт. Это соответствует плотности потока тепла вблизи поверхности проводящего нагревателя $W_{in} \approx 1.5$ Вт/см². При этом плотность потока тепла на входе в каждое из отверстий в боковой стенке резонатора $W_{out} \approx 0.3$ Вт/см², т. е. по порядку величины все три оценки близки между собой.

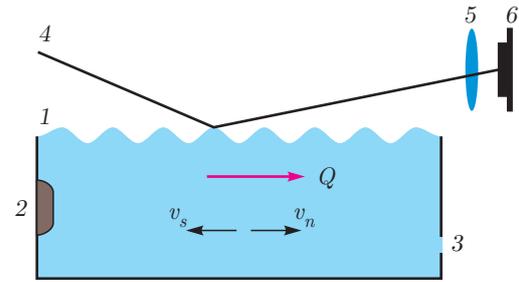


Рис. 1. Схема регистрации осцилляций на поверхности He-II в прямоугольной ячейке при включении постоянного или переменного потока тепла Q : 1 — свободная поверхность сверхтекучей жидкости, 2 — резистивный нагреватель, 3 — выходной канал, соединяющий рабочую ячейку с наружной гелиевой ванной, 4 — луч лазера, 5 — фокусирующая линза, 6 — полупроводниковый фотодетектор

2.2.2. Колебания свободной поверхности He-II, возбуждаемые постоянным или переменным потоком тепла в прямоугольных ячейках

В цели обсуждаемых ниже экспериментов [9, 12] входило изучение спектров колебаний поверхности He-II, которые возникали под действием постоянного или переменного потока тепла, излучаемого малоинерционным пленочным нагревателем, при мощности Q выше пороговой. Схема измерений, которая применялась для наблюдений за колебаниями свободной поверхности He-II в прямоугольных ячейках, показана на рис. 1. Измерения проводились в прямоугольных рабочих ячейках 1 линейными размерами менее 3 см, которые были установлены внутри металлического контейнера с прозрачными вертикальными окнами из кварцевого стекла. В боковых стенках ячейки были высверлены тонкие отверстия 3, которые соединяли объем ячейки с наружной гелиевой ванной в контейнере. Температура He-II в контейнере во время проведения цикла измерений поддерживалась постоянной. В первом приближении можно считать, что уровень He-II в рабочей ячейке при включении нагревателя не изменялся, т. е. поток массы через узкие каналы в стенках ячейки был равен нулю. Площадь поверхности излучателя тепла 2 могла заметно отличаться от площади поперечного сечения ячейки и тем более от площади поперечного сечения каналов 3, по которым нормальная компонента переносила тепло в наружную гелиевую ванну. Линза 5 фокусировала отраженный луч лазера 4 на поверхности фотодетектора 6. О возникновении колебаний на поверхности He-II при включении нагревателя судили по результатам измерений мощности отраженного от поверхности лазерного луча 2.

Выходной сигнал с фотодетектора b , соединенного с аналого-цифровым преобразователем, записывался в память компьютера и далее анализировалась зависимость амплитуды переменной составляющей мощности отраженного луча $P(t)$ от частоты P_ω при различной мощности потока тепла Q , излучаемого плоским нагревателем.

Время записи вариаций мощности отраженного луча во времени $P(t)$ в измерениях [9] варьировалось в пределах 3–100 с. В экспериментах [12] время регистрации вариаций $P(t)$ было заметно короче 1–10 с. Далее результаты измерений $P(t)$ обрабатывались программой быстрого фурье-преобразования, позволяющей получить распределение амплитуд гармоник P_ω по частоте. В случае «широкого» луча, когда пятно лазера на поверхности много больше характерных длин волн (что соответствует частотам колебаний не менее 20 Гц), спектр мощности отраженного лазерного луча прямо пропорционален спектру поверхностных колебаний $P_\omega^2 \sim \eta_\omega^2$. Здесь P_ω — фурье-компонента сигнала, ω — частота, η_ω — фурье-компонента амплитуды колебаний поверхности.

Подчеркнем, что данная методика позволяет проследить за возникновением волн на поверхности жидкости в ячейке при мощности теплового потока нагревателя вблизи и выше пороговой. При этом на графике P_ω амплитуда волны на поверхности максимальна, когда волновой вектор κ совпадает с одним из волновых векторов, соответствующих собственным частотам колебаний поверхности жидкости в рабочей ячейке. Стадии реконструкции и образования стационарного пространственного рельефа при промежуточных мощностях, которые наблюдались в экспериментах [7, 8], здесь выделить трудно.

2.2.3. Волны, возбуждаемые постоянным и переменным потоком тепла на поверхности прямоугольной ячейки с узкими выходными каналами [9]

В экспериментах [9] использовалась рабочая ячейка внутренними размерами 2.4×1.7 см² и глубиной 0.5 см, которая была изготовлена из оргстекла. Толщина стенок ячейки была около 0.5 см. В нижней части боковых стенок ячейки были высверлены два отверстия диаметром 0.1 см каждое, которые соединяли объем ячейки с наружной гелиевой ванной, так что уровень He-II в рабочей ячейке совпадал с уровнем окружающей жидкости в контейнере. Температура He-II в контейнере во время измерений поддерживалась

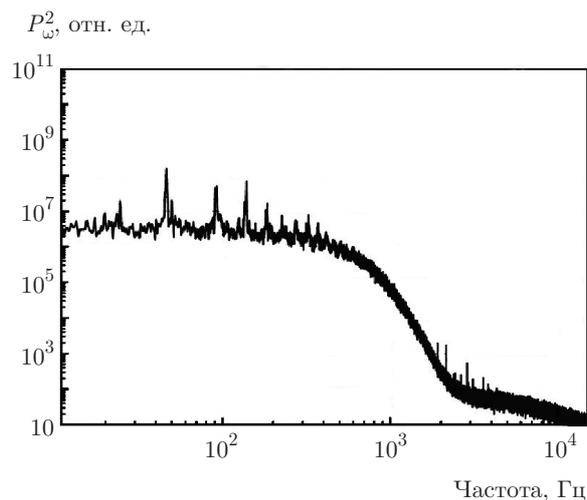


Рис. 2. Спектр колебаний P_ω^2 , зарегистрированных на поверхности He-II при температуре $T = 1.95$ К при включении стационарного теплового потока мощностью $Q = 1.6 \cdot 10^{-3}$ Вт, примерно в 2.5 раза выше пороговой

постоянной. Покрытые слоем клея для изоляции две медные проволоочки диаметром около 0.04 см, которые вводились в ячейку через каждый из входных каналов, позволяли соединять нагреватель и болометр с внешними источниками постоянного и переменного тока, а также с наружной системой регистрации и обработки сигналов. Резистивные нагреватель и болометр, которые были изготовлены напылением сплава олово–медь на плоскую кварцевую подложку размерами 2.4×0.5 см² и толщиной 0.05 см, крепились на противоположных стенках ячейки.

При температурах $T = 1.8$ – 1.9 К пороговая мощность Q_{thr} , выше которой на поверхности He-II возбуждались колебания, оказалась равной $Q_{thr} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ Вт. Площадь нагревателя $\Sigma_{in} \approx 1.2$ см² более чем в 100 раз превосходила эффективную площадь поперечного сечения каждого из двух выходных каналов Σ_{out} , по которым проходили медные проволоочки $\Sigma_{out} < 8 \cdot 10^{-3}$ см², так что плотность теплового потока вблизи поверхности нагревателя $W_{in} = Q/\Sigma_{in} \approx 0.8Q$ Вт/см² была много ниже плотности теплового потока на входе в канал $W_{out} = Q/2\Sigma_{out} > 60Q$ Вт/см², и в соответствии с (9) избыточное давление Бернулли в струе противотока на входе в канал более чем примерно в $5 \cdot 10^3$ раз превышало аналогичное давление вблизи нагревателя в рабочей ячейке.

На рис. 2 показан спектр мощности отраженного луча, P_ω^2 , пропорциональный спектру поверхностных колебаний η_ω^2 , которые возникали при мощнос-

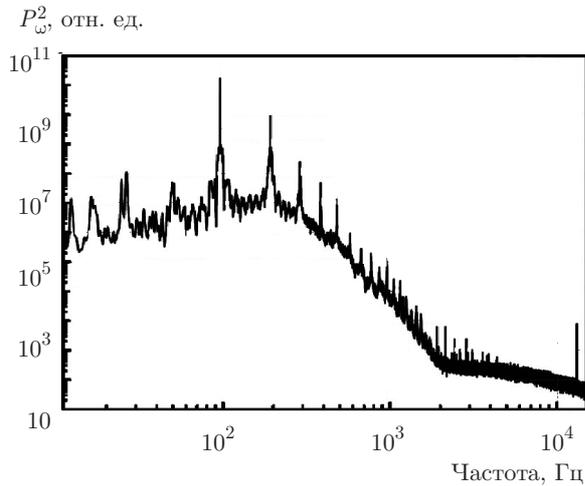


Рис. 3. Распределение P_{ω}^2 , которое было зарегистрировано при возбуждении стоячих волн второго звука на частоте 13185 Гц (21-й резонанс). Мощность рассеиваемая на нагревателе $Q = 1.1 \cdot 10^{-3}$ Вт, $T = 1.8$ К

ти постоянного теплового потока $Q \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ Вт, почти в 2.5 раза выше Q_{thr} (аналогичный график приведен на рис. 13 в статье [9]). Амплитуды шумовых колебаний поверхности P_{ω}^2 при $Q = 0$ на частотах до 10^3 Гц были в среднем на два порядка ниже.

Для сравнения на рис. 3 приведено распределение колебаний P_{ω}^2 , которые возникли при возбуждении в объеме стоячих волн второго звука на частоте 13185 Гц (двадцать первый резонанс). Полная мощность, излучаемая нагревателем в объем резонатора $Q \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ Вт, температура жидкости $T \approx 1.8$ К. Добротность резонатора волн второго звука порядка 100.

Из сравнения рис. 3 и 2 видно, что взаимодействие стоячих волн второго звука с поверхностными волнами, порождаемыми постоянной составляющей теплового потока, привело к многократному повышению амплитуды стоячих волн на поверхности, хотя мощность излучателя на рис. 3 в 1.5 раза меньше, чем на рис. 2. Разница в положении резонансных пиков на частотах вблизи 100 Гц вполне объяснима смягчением спектра поверхностных волн (10) с повышением плотности теплового потока. Отметим, что наряду с прямым турбулентным каскадом капиллярных волн в диапазоне частот 100–1200 Гц на краю прямого каскада на рис. 3 виден пик на частоте волны второго звука 13185 Гц. К сожалению, задача о взаимодействии стоячих волн второго звука с гравитационно-капиллярными волнами, возникающими на поверхности под действием стационарного потока тепла в объеме, теоретически до сих пор не

изучалась. Эта задача тем более интересна, что при интенсивной волновой накачке на резонансной частоте взаимодействие между нелинейными стоячими волнами второго звука может приводить к формированию прямого и обратного турбулентных каскадов волн второго звука в объеме резонатора [18].

Основные результаты измерений [9] при $T \approx 1.8$ – 1.9 К таковы.

а). Постоянный тепловой поток: пороговая мощность $Q_{thr} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ Вт.

При мощности потока тепла ниже пороговой распределение колебаний поверхности по частотам определяется внешними шумами в лаборатории на частотах порядка 10 Гц. Амплитуды шумовых колебаний малы и практически не реагируют на включение нагревателя. При $Q = 7.4 \cdot 10^{-4}$ Вт на графиках P_{ω}^2 четко выделяются одиночные пики на частотах порядка 100 Гц, а при повышении Q до $1.6 \cdot 10^{-3}$ Вт на графике рис. 2 четко видны девять гармоник в интервале частот 45–400 Гц, амплитуды которых понижаются с ростом частоты. Судя по ширине пиков, добротность резонатора поверхностных волн была близка к 100, так что положения пиков соответствуют собственным частотам колебаний поверхности жидкости в ячейке.

б). Влияние волн второго звука на спектр колебаний поверхности: пороговая мощность близка к $Q_{thr} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ Вт и слабо зависит от частоты накачки.

Частота первого резонанса волн второго звука в ячейке 625 Гц, что позволило сравнить результаты наблюдений при возбуждении волн второго звука на частотах ниже и выше резонансной. Добротность резонатора волн второго звука также на уровне 100, поэтому амплитуды бегущих низкочастотных волн много меньше амплитуд стоячих волн второго звука, возбуждаемых при накачке на резонансных частотах.

При накачке на частоте 60 Гц и мощности переменного потока тепла $Q = 1 \cdot 10^{-3}$ Вт в 1.5 раза выше пороговой на поверхности можно было наблюдать каскад стоячих волн в диапазоне от 30 Гц до примерно 103 Гц, возникновение которого можно объяснить нелинейным взаимодействием между собой порождаемых стационарным тепловым потоком низкочастотных поверхностных волн большой амплитуды. При возбуждении стоячих волн второго звука на резонансных частотах 1872 Гц, 6250 Гц и 13185 Гц (третий, десятый и двадцать первый резонансы) и мощности нагревателя $Q = 0.8 - 1.1 \cdot 10^{-3}$ Вт распределение мощности отраженного луча по частотам P_{ω}^2 в широком диапазоне частот, примерно от

100 Гц до 2 кГц, имеет явно периодический характер (рис. 3) и близко к характерному распределению гармоник в спектре поверхностных колебаний $P_{\omega}^2 \sim \eta_{\omega}^2$ в волновом турбулентном каскаде [9]. На высоких частотах в спектре поверхностных волн можно обнаружить также пики, соответствующие стоячим волнам второго звука.

Итак, возникновение стоячих поверхностных волн в прямоугольной ячейке с узкими проходными каналами определяется, в первую очередь, мощностью постоянного теплового потока, излучаемого нагревателем, как в экспериментах [7, 8]. Однако значение пороговой мощности $Q_{thr} \approx 0.6 \cdot 10^{-3}$ Вт в данных измерениях, примерно в 50–60 раз ниже пороговой мощности, излучаемой проволочным нагревателем в цилиндрическом резонаторе $Q_{thr} \approx (30\text{--}40) \cdot 10^{-3}$ Вт. Как и в работах [7, 8], стоячие волны второго звука большой амплитуды, которые образуются при интенсивной волновой накачке на резонансных частотах, взаимодействуют с колебаниями поверхности, что проявляется, в частности, в формировании протяженных турбулентных каскадов поверхностных волн в интервале частот $10^2\text{--}2 \cdot 10^3$ Гц.

Значения пороговой плотности теплового потока вблизи нагревателя $W_{in} = 0.8Q_{thr} \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² в данных измерениях много ниже значений пороговой плотности потока вблизи нагревателя $W_{in} \approx 1.5$ Вт/см² в экспериментах [7, 8], а также расчетного значения [11] пороговой плотности потока тепла ($W_{thr}^{theor} \geq 0.6$ Вт/см²). Естественно предположить, что одной из основных причин столь сильного расхождения в значениях Q_{thr} может быть большая разница в значениях скорости противотока на входах в узкие каналы, соединяющих объем рабочей ячейки с наружной гелиевой ванной, т.е. разница в граничных условиях в экспериментах [7, 8] и [9]. Мы обсудим эту гипотезу ниже.

2.2.4. Возбуждение волн на поверхности Не-II постоянным тепловым потоком в прямоугольной ячейке с широкими выходными каналами [12]

Схема измерения колебаний поверхности Не-II в экспериментах [12] аналогична показанной на рис. 1. Линейные размеры ячейки 2.4×2.9 см², глубина 0.5 см, т.е. площадь поперечного сечения слоя Не-II ≈ 1.2 см². В отличие от [9] здесь на противоположных стенках ячейки были просверлены по три отверстия диаметром $d = 0.2$ см, центры которых смещены на 0.2 см от дна ячейки. Резистивный на-

греватель был изготовлен из стандартного резистора МЛТ-0.5 кОм, 1/2 Вт, длиной 1 см и диаметром 2 мм, который был разрезан надвое вдоль оси керамического цилиндра и приклеен плоской поверхностью к стенке ячейки. Сопротивление металлической пленки на поверхности резистора составляло $R = 1$ кОм. Площадь поверхности излучателя $\Sigma_{in} \approx 0.3$ см² почти в четыре раза меньше площади поперечного сечения ячейки, так что плотность теплового потока вблизи нагревателя $W_{in} \approx 3Q$ Вт/см² примерно в четыре раза превышала плотность теплового потока под поверхностью в центре рабочей ячейки. Площадь сечения каждого из каналов составляла $\Sigma_{out} \approx 0.032$ см². Плотность потока тепла на входе в каждый из шести каналов $W_{out} = (Q/6)\Sigma_{out} \approx 5Q$ Вт/см² почти вдвое выше плотности потока вблизи нагревателя W_{in} . Для предотвращения возбуждения ударных волн в Не-II при ступенчатом включении электрического тока через нагреватель на выходе внешнего источника постоянного тока был установлен полосовой фильтр, и время нарастания тока составляло примерно 0.1 с.

Как и в [9], рабочая ячейка была установлена внутри металлического контейнера, снабженного плоскими кварцевыми окнами для ввода и вывода лазерного луча, который отражался от поверхности Не-II в рабочей ячейке (рис. 1). Контейнер был подвешен на массивном медном стержне — холодопроводе в вакуумной полости гелиевого криостата. Свободный конец холодопровода контактировал непосредственно с гелиевой ванной криостата. Температуру жидкости в криостате можно было понижать примерно до 1.3 К откачкой паров жидкого гелия. Нагреватели и термометры, установленные на холодопроводе, позволяли задавать и стабилизировать температуру Не-II внутри контейнера.

Во избежание заметных перегревов жидкости внутри контейнера при включении нагревателя в рабочей ячейке методика проведения эксперимента была несколько изменена по сравнению с [7–9]. В первой серии измерений на нагреватель подавались прямоугольные импульсы напряжения длительностью $\tau = 1$ с. Амплитуды напряжения в импульсе U изменялись ступенями от 1 до 15 В. Во второй серии измерений использовались импульсы напряжения треугольной формы, при этом длительность импульсов τ составляла 5 с или 10 с, а максимальные значения амплитуды составляли 15 В.

Как и в [9], волны на поверхности жидкости регистрировались с помощью отраженного от поверхности лазерного луча. Разница состояла в том, что

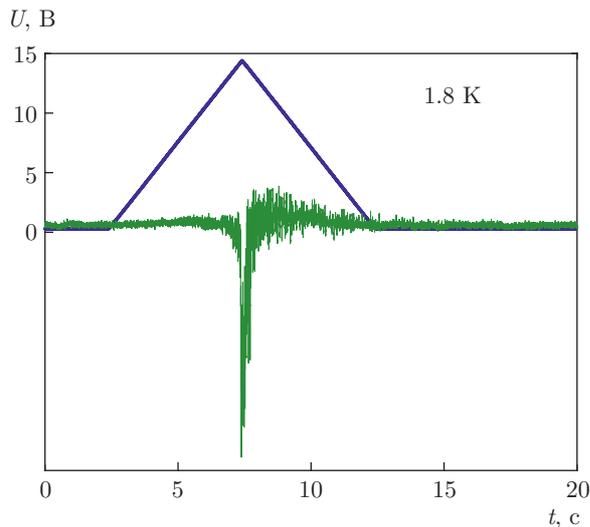


Рис. 4. Возникновение колебаний на поверхности He-II при подаче на нагреватель треугольного импульса напряжения длительностью 10 с. Синий треугольник — изменение напряжения $U(t)$ со временем; зеленая кривая — осцилляции мощности $P(t)$ отраженного от поверхности жидкости луча лазера

в измерениях [7–9] время записи сигнала составляло десятки-сотни секунд, и в течение этого времени излучаемая нагревателем мощность была постоянной, а в данном случае время записи спектров колебаний было заметно короче (1, 5 или 10 с), так что здесь мы регистрировали осцилляции, время зарождения которых было заметно короче 0.5 с, т. е. регистрировали появление колебаний на поверхности при $Q > Q_{thr}$.

Пример обработки результатов измерений при $T = 1.8$ К приведен на рис. 4. Максимальная амплитуда треугольного импульса напряжения $U = 15$ В, длительность импульса $\tau = 10$ с (излучаемая мощность $Q(t) \sim U^2(t)$ в первые 5 с возрастает пропорционально t^2 , а затем быстро уменьшается). Зеленая кривая — осцилляции амплитуды переменной составляющей мощности $P(t)$ отраженного от поверхности жидкости луча лазера, который регистрировали фотодиодом 4.

На рис. 5 приведен фурье-спектр осцилляций амплитуды переменной составляющей отраженного луча $P_\omega \sim \eta_\omega$, который позволяет судить о соотношении амплитуд волн, возникающих на поверхности He-II при $Q > Q_{thr}$.

Для удобства сравнения с результатами измерений, показанными на рис. 2, 3, на рис. 6 приведено распределение мощности отраженного сигнала P_ω^2 по частоте в диапазоне частот от 1 до 10^4 Гц

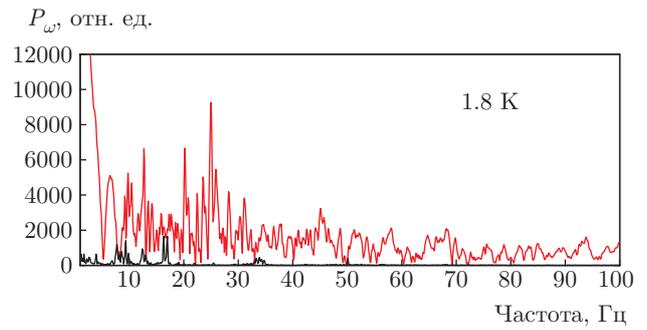


Рис. 5. Частотный спектр P_ω колебаний, показанных на рис. 4. Красная кривая — амплитуды колебаний P_ω , которые возникли на поверхности под действием потока тепла, излучаемого нагревателем; черные пики снизу — спектр шумов на поверхности при $Q = 0$

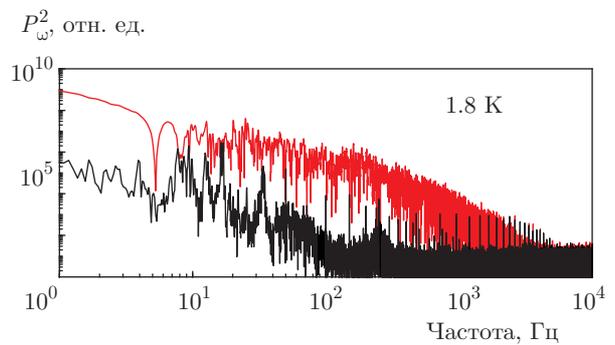


Рис. 6. Спектр колебаний мощности отраженного луча P_ω^2 в широком диапазоне частот от 1 до 10^4 Гц в логарифмическом масштабе. Красная (верхняя) кривая — осцилляции поверхности He-II при импульсном выделении тепла в объеме; нижняя (черная) кривая — спектр шумов на поверхности до подачи импульса напряжения на нагреватель

в логарифмическом масштабе. Видно, что в интервале 20–1000 Гц амплитуды волн, возникающих на поверхности при потоке тепла выше порогового, на 2–3 порядка выше уровня шумов. На частотах свыше 100 Гц зависимость P_ω^2 от частоты близка к кубической, т. е. можно говорить о формировании на поверхности прямого турбулентного каскада капиллярных волн в диапазоне частот 100–3000 Гц под действием постоянного теплового потока при максимальной мощности в импульсе $Q = U^2/R \approx 0.22$ Вт заметно превышающей пороговую мощность.

По графикам, приводимым на рис. 4, можно оценить, что при $T = 1.8$ К пороговая мощность $Q_{thr} \approx 0.1$ Вт втрое выше, чем в измерениях [7, 8], но при этом значения пороговой плотности потока на входе в каналы $W_{out} = 0.5$ Вт/см² практически совпадают.

2.2.5. Сравнение результатов наблюдений за возникновением неустойчивости поверхности He-II в неподвижных рабочих ячейках при тепловых потоках выше пороговых

Итак, при температуре $T = 1.8$ К значения пороговой плотности теплового потока вблизи нагревателя $W_{in} \approx 1.5\text{--}2$ Вт/см² и на входе в канал, соединяющий ячейку с наружной гелиевой ванной, $W_{out} \approx 0.3\text{--}0.4$ Вт/см² в экспериментах [7, 8]. Соответствующие значения $W_{in} \approx 0.3$ Вт/см² и $W_{out} \geq 0.5$ Вт/см² в измерениях [12] с точностью до двойки близки к оценкам $(W_{thr})^{theor} \geq 0.6$ Вт/см² по результатам теоретических расчетов [11].

В то же время в экспериментах [9] значения пороговой мощности потока тепла $Q_{thr} = 6 \cdot 10^{-4}$ Вт и пороговой плотности теплового потока вблизи нагревателя $W_{in} = 5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см² почти на три порядка меньше, чем в [7, 8, 12]. Естественно предположить, что основная причина столь сильного расхождения в значениях Q_{thr} обусловлена разницей в граничных условиях в экспериментах [7, 8, 12] и в [9], т. е. существенными различиями в площади поперечного сечения каналов, которые соединяют объем рабочей ячейки с наружной гелиевой ванной. Неустойчивость и волны на поверхности He-II в прямоугольной ячейке с узкими каналами могут возникать, когда максимальные значения скорости противотока на входе в канал, частично перекрытый входящими в него медными проводами, будут близки к $(W_{thr})^{theor}$, или, в соответствии с соотношениями (6)–(8), когда плотность потока тепла на входе в частично перекрытый канал, сравняется или превысит $(W_{thr})^{theor}$. Отметим, что толщина стенок цилиндрического резонатора в [7, 8] и прямоугольных ячеек в [9, 12], т. е. длина каналов L , была одинаковой $L = 0.5$ см, хотя количество каналов и, главное, эффективные площади поперечного сечения каналов в разных экспериментах могли заметно различаться.

Воспользовавшись выражениями (3), (9), можно записать, что в рамках двухжидкостной модели Ландау [5] избыточное давление Δp , обусловленное противотоком компонент под поверхностью He-II в длинном канале, растет пропорционально квадрату плотности теплового потока

$$\Delta p \sim (\varrho_n v_n^2 + \varrho_s v_s^2) \sim (\varrho_n / \varrho_s) (W / \varrho S T)^2. \quad (14)$$

При $W > W_{thr}$, т. е. при давлении Δp выше порогового, поверхность становится неустойчивой, и со временем на поверхности He-II в сосуде конечных размеров следует ожидать появления стоячих волн,

волновые векторы которых близки к волновым векторам собственных мод колебаний на поверхности жидкости в плоском резонаторе. Влияние граничных условий на результаты наблюдений неустойчивости на поверхности He-II теоретически не исследовались. Качественно, по крайней мере, можно ожидать, что неустойчивость и волны на поверхности будут возникать, когда максимальное значение плотности потока тепла под поверхностью в экспериментах [9] $W = Q / m \Sigma_{eff}$ превзойдет некоторое пороговое значение. Здесь $\Sigma_{eff} = \pi d_{eff}^2 / 4$ — эффективная площадь поперечного сечения канала, по которому проходят соединительные провода, d_{eff} — эффективный диаметр канала, m — число каналов (отверстий в ячейке). Полагая $Q_{thr} = 6 \cdot 10^{-4}$ Вт, $W_{thr} = 0.6$ Вт/см² и $m = 2$, получим вполне разумную оценку $d_{eff} = 8 \cdot 10^{-2}$ см.

Возможен и другой подход: воспользовавшись известным решением задачи о протекании He-II через узкий канал из монографии [5] (задача к параграфу § 137, стр. 709), можно записать, что при заданном перепаде давления Δp между концами канала длиной L и диаметром d_{eff} , по которому из ячейки наружу вытекает нормальная компонента, возникает разность температур ΔT , величина которой определяется выражением $\Delta p = \varrho S \Delta T$. Средняя по сечению канала скорость течения v_n равна

$$v_n = d_{eff}^2 \Delta p / 32 \eta L, \quad (15)$$

где η — вязкость нормального движения. Полный перенос массы равен нулю, так что скорость встречного течения сверхтекучей компоненты $v_s = -(v_n \varrho_n / \varrho_s)$. В соответствии с (8) скорость течения нормальной компоненты $v_n = W_{out} / \varrho S T$, следовательно, плотность теплового потока на входе в канал W_{out} равна

$$W_{out} = Q_{thr} / m \Sigma_{eff} = \varrho S T d_{eff}^2 \Delta p / 32 \eta L. \quad (16)$$

Для дальнейшего выражение (16) удобнее записать в виде

$$\Delta p = A (Q_{thr} / m) (L / d_{eff}^4), \quad (17)$$

где коэффициент A при постоянной температуре не зависит от плотности потока тепла и геометрических размеров ячейки. Полагая, что температура жидкости в наружной ванне постоянна $T = 1.8$ К, и волны на поверхности развиваются при одинаковой разности давлений на концах каналов длиной $L = 0.5$ см, из (17) получим, что при возникновении неустойчивости во всех трех экспериментах [8, 12] и [9] должны выполняться соотношения

$$(Q_{thr} / m d^4)_1 \approx (Q_{thr} / m d^4)_2 \approx (Q_{thr} / m d_{eff}^4)_3. \quad (18)$$

Подставляя в (18) экспериментальные данные: $Q_1 = 0.03$ Вт, число каналов $m_1 = 3$, $d_1 = 0.2$ см; $Q_2 = 0.1$ Вт, $m_2 = 6$, $d_2 = 0.2$ см; $Q_3 = 6 \cdot 10^{-4}$ Вт, $m_3 = 2$ и $d_3 = d_{eff}$, получим $d_{eff} = (8 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$ см в согласии с предыдущими оценками и оценками свободной площади поперечного сечения канала диаметром 1 мм, через который проходят две проволоки диаметром в 0.4 мм.

Таким образом, проведенный анализ показал, что результаты экспериментов [7–9, 12] достаточно хорошо согласуются между собой и с оценками пороговой плотности потока тепла под свободной поверхностью He-II ($W_{thr}^{theor} = 0.6$ Вт/см² при $T = 1.8$ К по результатам расчетов, если принять, что плоская поверхность теряет устойчивость, когда скорость противотока компонент на входе в канал, соединяющий рабочую ячейку с наружной гелиевой ванной, превышает соответствующее этой плотности потока пороговое значение скорости противотока ($W_{thr}^{theor} \approx 7$ см/с [11]).

3. ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ HE-II В ВИБРИРУЮЩЕЙ ЯЧЕЙКЕ ПРИ ВВЕДЕНИИ СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА ТЕПЛА В ОБЪЕМ ЖИДКОСТИ

При вертикальных колебаниях сосуда с He-II в движение одновременно увлекаются как нормальная, так и сверхтекучая компоненты He-II [1]. При накачке на частотах, близких к частоте собственных колебаний поверхности жидкости в плоском резонаторе конечных размеров, нелинейное взаимодействие между волнами приводит к возникновению на поверхности He-II гармоник с частотой, кратной частоте накачки, так что на поверхности может сформироваться прямой турбулентный каскад гравитационно-капиллярных волн.

Эффективное ускорение на поверхности жидкости g_{eff} в вибрирующей ячейке в поле силы тяжести равно сумме гравитационного ускорения g и переменного ускорения, которое возникает в результате вертикальных колебаний ячейки. Переменное ускорение равно произведению $A\omega^2 \cos(\omega t)$, где A — амплитуда колебаний ячейки, $\omega = 2\pi f_p$ — круговая частота колебаний (частота накачки), так что

$$g_{eff} = g(1 + \beta \cos \omega t), \quad (19)$$

где $\beta = A\omega^2/g$.

При относительном переменном ускорении β выше критического, $\beta > \beta_{cr}$, плоская поверхность

жидкости становится неустойчивой, возникает параметрическая неустойчивость, и со временем на поверхности возбуждаются фарадеевские волны, частота которых f_v вдвое ниже частоты накачки, $f_v = f_p/2$ [5]. В экспериментах [19], где изучали фарадеевские волны на поверхности нормального и сверхтекучего ⁴He в ячейке характерными размерами в несколько см, значения β_{cr} лежали в интервале $\beta_{cr} \approx 0.04-0.06$, время установления фарадеевских волн при $\beta \geq \beta_{cr}$ составляло примерно 50 с. При ускорениях выше критического β_{cr} с ростом β время установления фарадеевских волн быстро уменьшается. Поэтому в наших предыдущих экспериментах [20–22], где изучали кинетические явления на поверхности He-II в прямоугольной ячейке характерными размерами около 4 см, измерения проводили при $\beta > \beta_{cr}$, и время установления фарадеевских волн на поверхности He-II было менее 30 с. В обсуждаемых ниже измерениях, предварительные результаты которых были опубликованы в сообщении [23], внутренний диаметр цилиндрической ячейки составлял примерно 12.4 см, значительно больше линейных размеров ячеек в предыдущих исследованиях, глубина слоя жидкости в ячейке также почти втрое превышала глубину слоя жидкости в измерениях [19–22], так что затухание волн за счет трения о дно и стенки сосуда было существенно ниже. Как показал эксперимент, значения β_{cr} при $T = 1.6$ К оказались также заметно ниже $\beta_{cr} \geq 0.02$.

Влияние потока тепла Q на спектры фарадеевских волн на поверхности He-II в вибрирующей ячейке ранее не изучали. Но в работе [24] было предсказано, что наличие шумов на поверхности жидкости может привести к заметному понижению порога возникновения неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на плоской поверхности. Поэтому представлялось интересным расширить диапазон исследований кинетических и нестационарных явлений на поверхности He-II и попытаться выяснить, как повлияет переменное вертикальное ускорение на развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на поверхности сверхтекучей жидкости при включении источника тепла в объеме He-II, и оценить значения Q_{thr} при разных ускорениях.

3.1. Методика измерений

Конструкция вставки в гелиевый криостат КГ-200, которая была предназначена для изучения волн и вихрей на свободной поверхности He-II в вибрирующей рабочей ячейке, подробно описана в работах [20, 21]. Схема экспериментальной ячейки

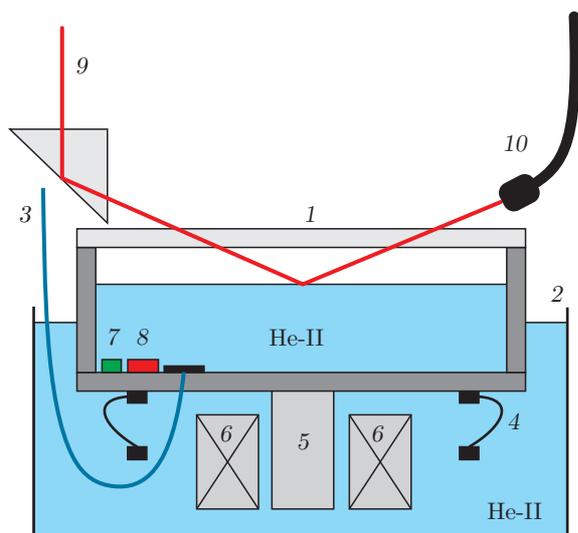


Рис. 7. Схема измерений: 1 — герметичная рабочая ячейка внутренним диаметром 12.4 см с прозрачной крышкой из плексигласа, 2 — вспомогательная ванна, 3 — капилляр системы заполнения, 4 — мембранная пружина, 5, 6 — генератор вертикальных колебаний (5 — магнитный сердечник, 6 — катушки соленоида), 7 — резистивный термометр, 8 — резистивный нагреватель, 9 — луч лазера, 10 — световод

ки, которую использовали в данных измерениях, приведена на рис. 7. Цилиндрическая рабочая ячейка с жидким гелием 1 частично погружена во вспомогательную ванну 2, которая заполнялась сверхтекучим He-II из основного объема криостата с помощью термомеханического насоса. Ячейка внутренним диаметром 124 мм и высотой 40 мм изготовлена из дюралюминия, толщина стенок составляет 2 мм. Изготовленная из прозрачного плексигласа верхняя крышка толщиной 5 мм герметично крепится на верхнем фланце ячейки. Капилляр 3, входящий в дно ячейки, позволяет конденсировать в ячейку газообразный ^4He из внешнего газового баллона.

Ячейка крепилась к пружинной подвеске 4, установленной во вспомогательной ванне. Генератор вертикальных колебаний, который крепился ко дну ячейки, состоял из магнитного сердечника 5 и катушки соленоида 6, подключенной к внешнему генератору переменного напряжения. Частота колебаний ячейки f_p варьировалась в диапазоне 5–100 Гц. На дне ячейки размещались резистивный термометр 7 и цилиндрический резистивный нагреватель 8 сопротивлением $R = 50$ Ом и площадью наружной поверхности $\Sigma_{in} = 0.3$ см².

Капилляр 3 соединял герметичную рабочую ячейку с наружной системой заполнения. Газооб-

разный ^4He из внешнего баллона конденсировался в ячейку при температуре 4.2 К. Уровень жидкости в ячейке варьировался в пределах 1.5–3 см. По окончании набора жидкости в ячейку температура жидкого гелия в наружной ванне 2 понижалась до $T \sim 1.6$ К откачкой паров жидкого ^4He из гелиевой полости криостата. Уровень He-II в наружной ванне поддерживался постоянным с помощью термомеханического насоса, который соединял ванну 2 с основной гелиевой ванной криостата.

Для регистрации колебаний поверхности жидкости использовали гелий-неоновый лазер. Луч лазера 9 через систему призм направляли на поверхность жидкого гелия в ячейке. Отраженный от поверхности жидкости лазерный луч попадал на вход световода 10, соединенного с наружным фотодиодом. Диаметр светового пятна на поверхности жидкости составлял около 5 мм, диаметр световода был равен 11 мм.

Мощность луча, отраженного от поверхности жидкости, зависела от амплитуды и частоты волн на поверхности гелия. Электрический сигнал с выхода фотодиода, соединенного с аналого-цифровым преобразователем, записывали в память компьютера и далее анализировали зависимость амплитуды переменной составляющей мощности отраженного луча $P(t)$ от частоты P_ω при различной мощности потока тепла Q , излучаемого нагревателем 8. Время записи одного цикла измерений составляло 10 с при частоте опроса 10 кГц. Обработка сигнала позволяла вычислять фурье-компоненты спектра колебаний поверхности жидкого гелия. Два дополнительных световода (не показаны на рисунке) позволяли следить за вертикальными колебаниями ячейки, и по результатам измерений рассчитывать амплитуду колебаний A ячейки и относительное переменное ускорение β .

3.2. Результаты измерений и обсуждение

При изучении влияния теплового потока на спектр колебаний поверхности He-II в вибрирующей ячейке излучаемая нагревателем мощность Q варьировалась в диапазоне от 20 до 280 мВт. Плотность теплового потока вблизи поверхности нагревателя $W_{in} = Q/\Sigma_{in}$ изменялась примерно от 60 до 900 мВт/см² и ограничивалась величиной $W_{in} < 1000$ мВт/см², выше которой на поверхности нагревателя в He-II образуется газовая пленка. При включении нагревателя температура жидкости в сосуде возрастала менее чем на 10 мК.

Интенсивные вертикальные колебания ячейки на частотах, близких к частоте собственных колеба-

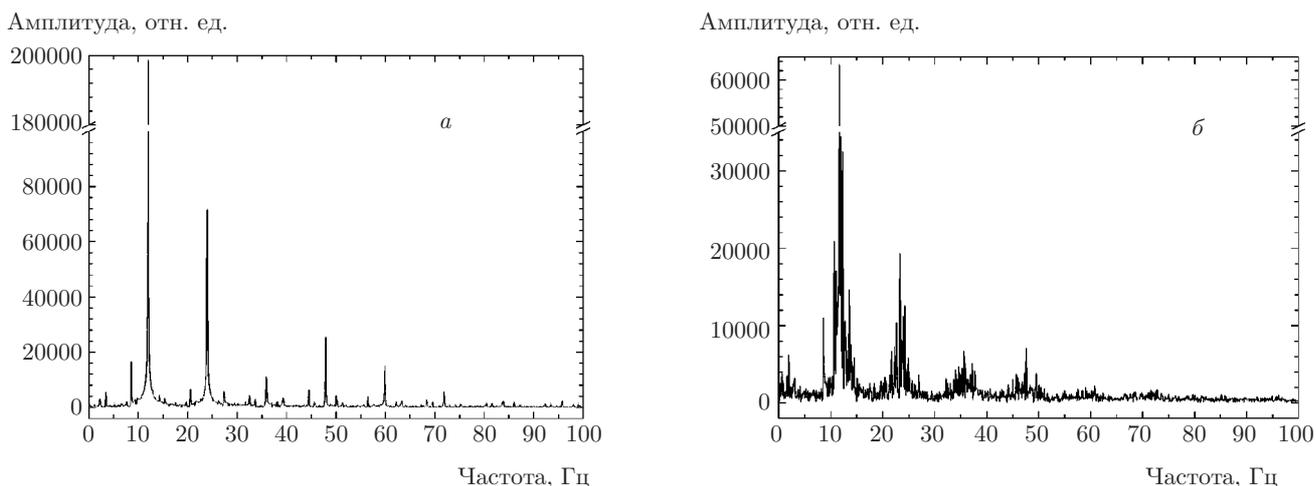


Рис. 8. Влияние потока тепла на спектр колебаний поверхности жидкости P_ω в вибрирующей ячейке при накачке на частоте $f_p = 24$ Гц с переменным ускорением $\beta = 0.022$: *a* — поток тепла $Q = 0$, *б* — спектр колебаний поверхности через 10 с после включения нагревателя при $Q = 180$ мВт

ний He-II в плоском резонаторе, приводят к формированию стоячих волн на частоте накачки f_p на поверхности жидкости. При превышении критического порога переменного ускорения $\beta > \beta_{cr}$ через 20–30 с после включения интенсивной накачки на поверхности He-II возникают фарадеевские волны частотой $f_v = f_p/2$ и вслед за ними гармоники на кратных частотах. На рис. 8 показан стационарный спектр колебаний на поверхности гелия при накачке на частоте $f_p = 24$ Гц при ускорении $\beta = 0.022 \geq \beta_{cr}$. Глубина слоя жидкости составляет примерно 2.5 см, температура $T = 1.6$ К. Время наблюдений не более 10 мин. Частота фарадеевской волны $f_v = 12$ Гц близка к одной из собственных частот резонатора, поэтому амплитуда фарадеевской волны заметно превышает амплитуду волны на частоте накачки, а также амплитуды волн на комбинационных частотах в спектре P_ω .

Помимо волн на частоте накачки $f_p = 24$ Гц и на частоте $f_v = 12$ Гц в показанном на левом кадре рис. 8 дискретном спектре вынужденных колебаний присутствуют их высокочастотные гармоники, а также волны на комбинационных частотах. При малых тепловых потоках дискретный спектр вынужденных колебаний при фиксированном ускорении $\beta > \beta_{cr}$ слабо изменялся с ростом Q . Однако когда мощность потока тепла от нагревателя превышала некоторую пороговую, спектр колебаний поверхности жидкости в вибрирующей ячейке кардинально изменялся (рис. 8, правый кадр) — пики уширились, в спектре колебаний появились допол-

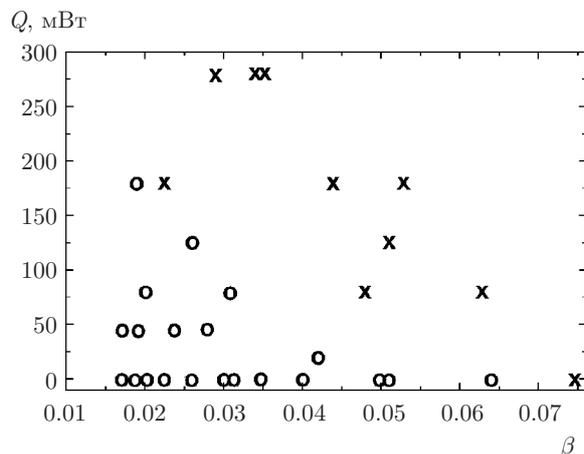


Рис. 9. Влияние мощности Q , выделяемой резистивным нагревателем в объеме He-II, на форму спектр колебаний поверхности при заданном переменном ускорении β , кружки — дискретный спектр волн (фарадеевские волны при $\beta \geq 0.022$); крестики — «зашумленный спектр» при больших Q

нительные низкочастотные гармоники. Спектр был зарегистрирован примерно через 10 с после включения нагревателя при мощности $Q = 180$ мВт. Как показали измерения, значения мощности Q , выше которых спектр колебаний поверхности в вибрирующей ячейке сильно зашумлен, существенно зависят от амплитуды переменного ускорения. С ростом β неустойчивость возникает при меньших тепловых потоках.

Результаты подобных измерений приведены на рис. 9. По оси абсцисс отложены значения относительной величины переменного ускорения β , а по оси ординат — выделяемая на нагревателе мощность Q (мВт). Кружки соответствуют измерениям при малой мощности теплового потока, когда спектр вынужденных колебаний поверхности похож на дискретный спектр, показанный на рис. 8а. Крестики соответствуют наблюдениям сильно «зашумленных спектров», аналогичных спектру, показанному на рис. 8б.

Видно, что при $\beta = 0.022$ неустойчивость на колеблющейся поверхности возникает при мощности потока тепла, излучаемого нагревателем, $Q = 0.18$ Вт, что соответствует плотности потока тепла в жидкости вблизи нагревателя $W_i \approx 0.6$ Вт/см², близкой к пороговой мощности теплового потока на выходе из неподвижных ячеек в предыдущих исследованиях. Излучаемое нагревателем тепло передается в наружную гелиевую ванну через дно и стенки ячейки, суммарная площадь которых почти в 500 раз больше площади нагревателя, т. е. в замкнутой вибрирующей ячейке плотность потока тепла вблизи нагревателя много выше плотности потока тепла вблизи стенок ячейки $W_i \gg W_{out}$. Таким образом, скорость противотока нормальной и сверхтекучей компонент в объеме He-II и соответствующее избыточное давление Бернулли в струе нормальной компоненты, направленной от нагревателя, приводят к возникновению неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на поверхности. Они максимальны вблизи нагревателя (напомним, что в неподвижных прямоугольных ячейках скорость противотока максимальна на входе в канал, по которому нормальная компонента переносит тепло в наружную ванну).

Легко оценить, что при $Q = 0.18$ Вт перегрев He-II в ячейке относительно наружной гелиевой ванны (рис. 6) за счет теплового сопротивления Капицы на дне и стенках ячейки и конечной теплопроводности металлических стенок не превышает нескольких мК, что согласуется с прямыми измерениями разности температур при включении нагревателя.

Итак, переход от дискретного спектра к «сильно зашумленному спектру» (появлению хаотических колебаний на поверхности) с повышением плотности теплового потока в объеме вибрирующей ячейки при неизменном ускорении обусловлен развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на поверхности колеблющейся сверхтекучей жидкости в поле силы тяжести. Напомним, что еще в работе [24] было отмечено, что шумовые колебания поверхности могут заметно снижать значения пороговой плотности

стационарного теплового потока Q_{thr} , выше которой на плоской поверхности возникает неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. При ускорениях $\beta \geq \beta_{cr}$ и $Q > Q_{thr}(\beta)$ вынужденные вертикальные колебания поверхности снижают эффективное значение критической скорости $v_{cr} \sim A^* g^{1/2}$, при которой за время, близкое к периоду колебаний сосуда, на поверхности успевает развиваться как параметрическая фарадеевская неустойчивость, так и неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, т. е. на поверхности сверхтекучего гелия одновременно реализуются условия, достаточные для наблюдения неустойчивостей Фарадея и Кельвина–Гельмгольца одновременно.

При $\beta \geq 0.076$ поверхность He-II в вибрирующей ячейке становится неустойчивой даже при выключенном нагревателе. Это вполне объяснимо, так как в объеме ячейки, показанной на рис. 6, существует «паразитный» противоток, направленный от дна ячейки, которое «подогревается» потоком тепла, излучаемого верхней крышкой (капкой) криостата, находящейся при комнатной температуре $T = 300$ К, к боковым стенкам ячейки, которые охлаждаются снаружи He-II во вспомогательной ванне. Плотность потока тепла, излучаемого капкой, довольно высока, около 0.05 Вт/см². Но значительная часть этого потока приходится на ИК-излучение в области длин волн порядка 10 мкм, так что до 90% радиационного теплоподвода поглощается плексигласовой крышкой толщиной в 0.5 см, которая охлаждается снаружи холодным гелиевым паром в гелиевой полости криостата. Поэтому плотность «паразитного» потока тепла, который излучает в объем дно ячейки, невелика, $W_{noise} \ll 0.05$ Вт/см², и ее вклад в тепловую неустойчивость поверхности становится заметным только при $\beta \geq 0.076$.

В соответствии с рис. 9 при малых переменных ускорениях $\beta = 0.022$ пороговая плотность потока тепла вблизи поверхности нагревателя $W_i = Q_{thr}/\Sigma_i \approx 0.55$ Вт/см² много больше W_{noise} и близка к пороговой плотности потока тепла на входе в каналы, соединяющие неподвижную рабочую ячейку с наружной гелиевой ванной, в экспериментах [7–9, 12]. Иными словами неустойчивость и хаотические колебания на свободной поверхности He-II в неподвижных ячейках и в замкнутой вибрирующей ячейке при малых переменных ускорениях $\beta \leq 0.022$ возникают при практически одинаковых значениях максимальной скорости противотока нормальной и сверхтекучей компонент в объеме. Возрастание переменного ускорения β с повышением амплитуды колебаний ячейки при заданной частоте вибраций сопровождается уменьшением поро-

вого значения мощности нагревателя Q_{thr} , выше которого возникает неустойчивость Кельвина–Гельмгольца и в спектре фарадеевских волн на поверхности He-II появляются низкочастотные моды, и при $\beta \geq 0.076$ пороговая мощность Q_{thr} стремится к нулю. При выключенном нагревателе возникновение неустойчивости и появление низкочастотных мод в спектре фарадеевских волн на поверхности He-II в вибрирующей ячейке при больших β может быть объяснено существованием «паразитных» тепловых потоков в объеме.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты проведенных исследований таковы.

1. Установлено, что в неподвижной рабочей ячейке переход поверхности сверхтекучего He-II из плоского равновесного состояния в нестационарное состояние под действием движения нормальной компоненты в объеме жидкости имеет пороговый характер. Этот переход наблюдается, когда излучаемая резистивным нагревателем в объеме He-II мощность Q превышает некоторую пороговую Q_{thr} . Значения Q_{thr} сильно зависят от граничных условий, определяющих теплообмен на границах ячеек, в частности от размеров и количества каналов, соединяющих объем рабочей ячейки с наружной гелиевой ванной, температуру которой поддерживают постоянной.

Как показали измерения, определяющую роль в развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и возбуждении колебаний на поверхности He-II при тепловых потоках выше порогового, играет постоянная составляющая потока тепла, который излучает резистивный нагреватель наряду с переменной составляющей при возбуждении волн второго звука в объеме рабочей ячейки. Обнаружено, что наряду с волнами, порождаемыми постоянным тепловым потоком, бегущие волны второго звука также могут генерировать на поверхности капиллярные волны, частота которых меньше частоты волн второго звука. Механизмом, ответственным за подобную перекатку энергии волновых колебаний, может быть как черенковское излучение поверхностных волн волнами второго звука в объеме (этот механизм обсуждался в работе Халатникова с соавторами [3]), так и взаимодействие поверхностных волн, которые возникают при потоках тепла $Q > Q_{thr}$ (вследствие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [11]), с бе-

гущими волнами второго звука под поверхностью жидкости. Этот механизм теоретически не исследовался. При $Q > Q_{thr}$ и возбуждении стоячих волн второго звука на частотах, близких к резонансным, на поверхности жидкости можно наблюдать также волны, частота которых совпадает с частотой стоячих волн второго звука.

2. Обнаружено, что включение нагревателя в объеме вибрирующей цилиндрической ячейки существенно влияет на спектр колебаний поверхности He-II при мощности Q выше некоторой пороговой Q_{thr} . Известно [5], что при переменном ускорении $\beta = A\omega^2/g$ выше некоторого критического плоская поверхность жидкости становится неустойчивой (параметрическая фарадеевская неустойчивость), и со временем на поверхности возбуждаются фарадеевские волны, частота которых f_v вдвое ниже частоты f_p накачки $f_v = f_p/2$. Как показали наши измерения, при выключенном нагревателе $Q = 0$ в цилиндрической ячейке диаметром 12.4 см при $T = 1.6$ К значение $\beta_{cr} \geq 0.02$, и нелинейное взаимодействие между фарадеевскими волнами приводит к появлению дискретного спектра колебаний на поверхности He-II, частота которых пропорциональна f_v (рис. 8). При $Q \geq Q_{thr}$ в спектре фарадеевских волн P_ω появляются со временем дополнительные низкочастотные колебания (проявление неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [11]) — спектр P_ω на рис. 8б сильно зашумлен. При фиксированной частоте вибраций f_p значения пороговой мощности нагревателя Q_{thr} , выше которой колеблющаяся поверхность теряет устойчивость, быстро уменьшаются с повышением амплитуды переменного ускорения.

Таким образом показано, что на свободной поверхности He-II в вибрирующей ячейке при включении нагревателя могут реализоваться условия, достаточные для наблюдения неустойчивостей Фарадея и Кельвина–Гельмгольца одновременно. Появление шумов (низкочастотных мод) в спектре фарадеевских колебаний при высоких переменных ускорениях $\beta \geq 0.076$ при выключенном нагревателе объясняется наличием «паразитных» тепловых потоков в объеме, например, теплоподвода за счет излучения тепла верхней крышкой криостата. Представлялось бы интересным исследовать теоретически задачу о взаимодействии фарадеевских волн с низкочастотными колебаниями, возникающими вследствие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца поверхности при высоких значениях противотока нормальной и сверхтекучей компонент в объеме He-II.

Благодарности. Авторы благодарны А. В. Лохову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Финансирование. Экспериментальная методика развита в рамках Госзадания Института физики твердого тела Российской академии наук.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. M. Khalatnikov, *An Introduction to the Theory Of Superfluidity*, CRC Press Taylor and Francis Group (2018).
2. I. M. Khalatnikov, *J. Low Temp. Phys.* **82**, 93 (1991).
3. И. М. Халатников, Г. В. Колмаков, В. Л. Покровский, *ЖЭТФ* **107**, 1563 (1995).
4. I. M. Khalatnikov and M. Kroyter, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 626 (1999).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, т. 6: *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
6. R. J. Donnelly and C. F. Barenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 6 (1998).
7. J. L. Olsen, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 17 (1985).
8. P. W. Egolf, D. A. Weiss, and S. D. Nardo, *J. Low Temp. Phys.* **90**, 269 (1993).
9. L. V. Abdurahimov, A. A. Levchenko, L. P. Mezhev-Deglin, and I. M. Khalatnikov, *Low Temp. Phys.* **38**, 1013 (2012).
10. S. E. Korshunov, *Europhys. Lett.* **16**, 673 (1991).
11. S. E. Korshunov, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 496 (2002).
12. I. A. Remizov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, *J. Low Temp. Phys.* **185**, Iss. 3, 324 (2016); DOI:10.1007/s10909-016-1638-1.
13. G. E. Volovik, *JETP Lett.* **75**, 491 (2002).
14. N. Andersson, G. L. Comer, and R. Prix. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **354**, 101 (2004).
15. P. M. Lushnikov and N. M. Zubarev, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 204504 (2018); DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.204504.
16. А. А. Левченко, Е. Теске, Г. В. Колмаков, П. Лейдерер, Л. П. Межов-Деглин, В. Б. Шикин, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 547 (1997).
17. Г. В. Колмаков, Е. В. Лебедева, *ЖЭТФ* **115**, 43 (1999).
18. V. B. Efimov, A. N. Ganshin, G. V. Kolmakov, P. V. E. McClintock, and L. P. Mezhev-Deglin, *Eur. Phys. J. Special Topics* **185**, 181 (2010).
19. H. Abe, T. Ueda, M. Morikawa, Y. Saitoh, R. Nomura, and Yu. Okuda, *Phys. Rev. E* **76**, 046305 (2007).
20. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменёв, *ПТЭ* №6, 133 (2016).
21. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменёв, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 233 (2017).
22. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменёв, *ФНТ* **44**, 1284 (2018) (*Low Temp. Phys.* **44**, 1005 (2018)).
23. L. Mezhev-Deglin, A. Pel'menev, and A. Levchenko, *Mater. Lett.* **238**, 226 (2019); DOI:10.1016/j.matlet.2018.12.016.
24. Е. А. Кузнецов, П. М. Лушников, *ЖЭТФ* **108**, 614 (1995).