ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ремизов Игорь Андреевич

ДИСКРЕТНАЯ ВОЛНОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НА ПОВЕРХНОСТИ КВАНТОВОЙ ЖИДКОСТИ

Специальность 01.04.07 — Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
А. А. Левченко

Черноголовка — 2020

Оглавление

Общая характеристика работы

Объект исследования и актуальность темы. В представленной работе экспериментально изучены явления в турбулентных волновых системах на поверхности жидкости, которые возникают из-за дискретности пространства волновых векторов. Турбулентное состояние системы нелинейных волн, в котором дискретность пространства волновых векторов приводит к дополнительным резонансным ограничениям на возможные процессы взаимодействия волн, называется дискретной волновой турбулентностью [1, 2]. Интерес к проблеме дискретной турбулентности обусловлен следующими причинами. Дополнительные резонансные ограничения могут привести к возникновению локальных особенностей в прямом турбулентном каскаде. Также в режиме дискретной турбулентности возможно формирование обратного потока энергии из-за того что процессы передачи энергии в прямом турбулентном каскаде подавлены в силу дискретности. Кроме того волновые системы в реальном мире так или иначе ограничены, поэтому для сравнения предсказаний теории с результатами эксперимента необходимо четкое понимание особенностей дискретной турбулентности.

Несмотря на развитие теории дискретной волновой турбулентности систематические экспериментальные исследования в данном напровлении практически не проводились. Поэтому получение экспериментальной информации о дискретной волновой турбулентности является фундаментальной научной проблемой в современной физике.

Система нелинейно взаимодействующих волн на поверхности идеальной жидкости является удобным модельным объектом для исследования дискретной волновой турбулентности. Однако все реальные жидкости имеют конечную вязкость, что приводит уширению поверхностных колебаний. Если вязкость велика, уширенные резонансы перекрываются друг с другом и система перестает быть дискретной. Следовательно, для экспериментального исследования дискретной турбулентности требуется жидкость с очень малым значением вязкости. Поэтому, наиболее подходящими жидкостями для данных исследований являются жидкий водород и сверхтекучий гелий-4, кинематическая вязкость которых очень мала по сравнению с такими жидкостями, как вода.

В выполненых ранее в нашей лаборатории экспериментальных работах по волновой турбулентности на поверхности жидкого водорода М.Ю. Бражниковым была применена оригинальная экспериментальная методика возбуждения и регистрации волн на заряженной поверхности жидкого водорода [3]. Эта методика была адаптированна Л.В. Абдурахимовом [4] для изучения волновой турбулентности на поверхности сверхтекучего гелия-4. Данная методика была использованна и в обсуждаемых ниже экспериментах по исследованию дискретной волновой турбулентности в квантовых жидкостях.

Цель диссертационной работы: Исследование дискретной волновой турбулентности в системе волн на поверхности сверхтекучего гелия и жидкого водорода в резонаторе конечных размеров.

Для достижения поставленной цели требовалось решение следующих задач

1. Определение оптимальных экспериментальных условий, при которых

на поверхности жидкости реализуется режим дискретной турбулентности. Выбор форм и размеров экспериментальных ячеек.

2. Изготовление экспериментальных ячеек, предназначенных для исследования нелинейных волн на поверхности жидкого гелия и водорода.
3. Изучение особенностей в турбулентных спектрах поверхностных волн в режиме дискретной турбулентности при высоких уровнях накачки. Сравнение результатов измерений с предсказаниями теории.

Научная новизна:

1. Впервые показано, что выбором спектральной характеристики возбуждающей силы и дискретности в спектре собственных колебаний жидкости в резонаторе (экспериментальной ячейке), изменяя размеры и форму экспериментальной ячейки, удается создать оптимальные условия для формирования потока энергии не только в высокочастотную область турбулентного спектра (прямой турбулентный каскад Колмогорова-Захарова) [5, 6], но и в низкочастотную.
2. Впервые оценён коэффициент трёхволнового взаимодействия в системе гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкого водорода в прямоугольной ячейке.
3. Впервые обнаружено формирование динамического локального максимума вблизи высокочастотного края инерционного интервала турбулентного спектра на поверхности жидкого водорода в цилиндрической ячейке.

4. Впервые экспериментально наблюдена неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на свободной поверхности He-II, индуцированная постоянным потоком тепла в объёме жидкости.

Достоверность полученных результатов Результаты наших измерений согласуются с экспериментальными данными других авторов и предсказаниями теории в той части, где перекрываются области их применимости.

Теоретическая и практическая ценность Полученные результаты расширяют современные теоретические представления о механизмах переносах энергии в системах нелинейных волн. Квантовые жидкости находят широкое применение в современной космической технике (криогенное топливо, системы охлаждения чуствительных элементов разного рода детекторов и телескопов), в системах охлаждения мощных сверхпроводящих соленоидов. Таким образом понимание турбулентных волновых процессов на свободной поверхности квантовой жидкости в контейнере конечных размеров может иметь практическую ценность при работе с криогенными жидкостями.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Экспериментально наблюдено формирование обратного потока энергии в режиме дискретной турбулентности при монохроматической накачке в системе капиллярно-гравитационных волн на поверхности жидкого водорода и сверхтекучего гелия.

2. Изученно формирование субгармоник в режиме дискретной волновой турбулентности на поверхности жидкого водорода в капиллярно-

гравитационной области спектра собственных колебаний ячейки и оценён коэффициент трёхволнового взаимодействия.

3. Обнаружено формирование динамического локального максимума, который возникает в турбулентном спектре вблизи высокочастотного края инерционного интервала в результате возникновения узкого горла, обусловленного конечным вязким затуханием в инерционном интервале и дискретностью спектра собственных колебаний ячейки.

4. Наблюдена неустойчивость свободной поверхности сверхтекучего He-II Кельвина-Гельмгольца, индуцированная постоянным потоком тепла в объёме при плотности потока выше некоторой пороговой.

Личный вклад автора. Автор непосредственно участвовал в постановке экспериментальных задач и их решении, а также в обсуждении полученных результатов и написании статей. Диссертационная работа выполнена в лаборатории квантовых кристаллов ИФТТ РАН в период с 2010 по 2018 г.

Апробация работы. Результаты докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1. 9-th International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals CC-2012 (Odessa, Ukraine, September 2012)

2. Совещание по физике низких температур НТ-36 (Санкт-Петербург, Июль 2012).

3. Конференция « Турбулентность и Волновые Процессы» (Москва, Ноябрь 2013).

4. XXII Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике (Москва, Декабрь 2013).

5. VII-th International Conference «SOLITONS COLLAPSES AND TURBULENCE: Achievements, Developments and Perspectives» (SCT-14) in honor of Vladimir Zakharov's 75th birthday (Chernogolovka, Russia, August 2014.).

6. 10th International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals (Almaty, Kazakhstan, August 2014).

7. XXIII Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике (Москва, Декабрь 2014).

8. XXIV Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике (Москва, Декабрь 2015).

9. 11th International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals (Turku, Finland, August 2016).

10. XXV Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике (Москва, Декабрь 2016).

Публикации. Вошедшие в диссертацию результаты были опубликованы в 6 статьях. Общее количество опубликованных автором работ по теме волновая турбулентность – 10 статьей. Работы, вошедшие в диссертацию, были выполнены при частичной поддержке грантами РФФИ (грант №13-02-00329) и РНФ (грант №14-22-00259).

Я благодарю моего научного руководителя Александра Алексеевича Левченко, и сотрудников Лаборатории квантовых кристаллов Леонида Павловича Межова-Деглина, Леонида Викторовича Абдурахимова, Максима Юрьевича Бражникова и Александра Васильевича Лохова, а также мою семью, и друзей.

Предисловие

В данной диссертации представлены результаты экспериментальных исследований спектров дискретной волновой турбулентности и нестационарных турбулентных процессов в системе капиллярно–гравитационных волн на поверхности жидкого водорода и сверхтекучего гелия.

Первая глава содержит введение в предмет исследования, дан краткий обзор современных теоретических представлений и экспериментальных результатов исследования дискретной турбулентности, накопленных к моменту постановки данной работы.

Во второй главе описаны экспериментальная установка, методика возбуждения и регистрации капиллярно-гравитационных волн на поверхности жидкого водорода и сверхтекучего гелия.

Третья глава посвящена наблюдениям субгармоник в стационарном турбулентном спектре на поверхности жидкого водорода и сверхтекучего гелия.

В четвёртой главе приведены результаты изучения динамики формирования и затухания субгармоник на поверхности жидкого водорода.

В пятой главе представлены результаты экспериментального наблюдения динамического максимума в турбулентном спектре вблизи высокочастотной границы инерционного интервала вследствие накопления энергии в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода, возбуждаемого внешней гармонической силой.

Шестая глава посвящена исследованию неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца на поверхности сверхтекучего He-II, которая возникает при протекании в объеме потока тепла, плотностью выще некоторой пороговой.

В заключении перечислены основные результаты работы и сформулированы выводы.

1. Введение

1.1. Спектр волн на заряженной поверхности жидкости в условиях ограниченной геометрии

Спектр волн на заряженной поверхности жидкости, находящейся в перпендикулярном электрическом поле, определяется силами гравитации и поверхностного натяжения, а также давлением электрического поля. С учетом конечной глубины ячейки и влияния перпендикулярного электрического поля в зазоре между коллектором и заряженной поверхностью (конденсаторное приближение) закон дисперсии поверхностных волн может быть записан в виде [7]:

$$\omega^2 = k\left(g + \frac{\sigma}{\rho}k^2 - \frac{P}{\rho}k \,\mathrm{cth}\, kd\right)\mathrm{th}\, kh. \tag{1.1}$$

где g - ускорение свободного падения, σ - коэффициент поверхностного натяжения, ρ плотность жидкости, $P = E_{dc}^2/8\pi = (U_{dc}/d)^2/8\pi$ - давление электрического поля на поверхность жидкости в плоском конденсаторе. Здесь U_{dc} –разность потенциалов между колектором и заряженным слоем под поверхностью жидкости, d – расстояние между колектором и поверхностью. Предполагается, что квазидвумерный слой положительных зарядов под поверхностью жидкости полностью экранирует приложенное электрическое поле, и приложенное электрическое поле "растягивает"поверхность жидкости, т. е. частично компенсирует земное притяжение.

На рис.1.1 приведены результаты расчета закона дисперсии волн на

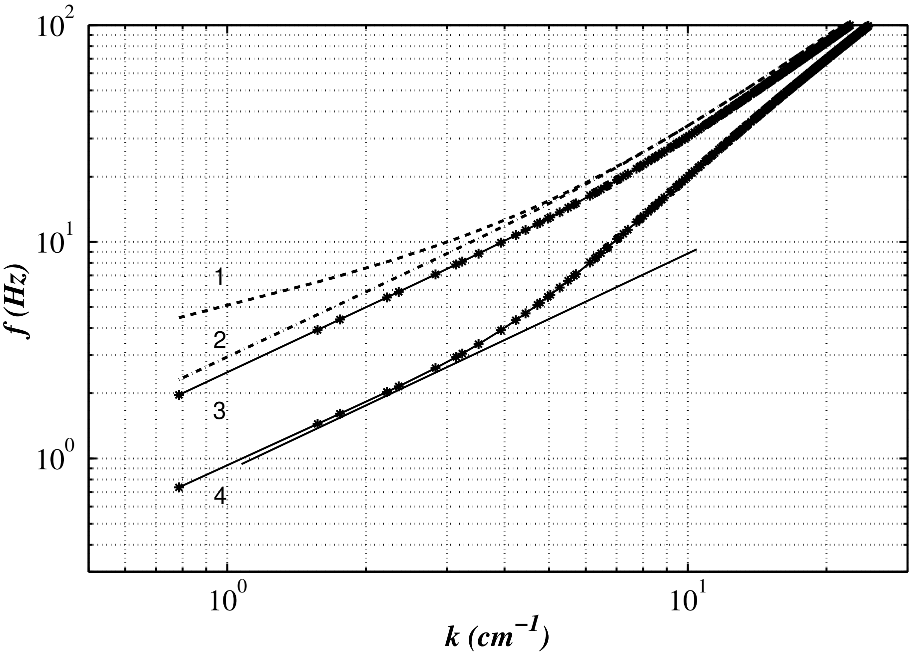


Рис. 1.1. Закон дисперсии волн на поверхности жидкого водорода: 1 – свободная поверхность жидкости; 2, 3 и 4 – спектры колебаний поверхности жидкости в рабочей ячейке при $U_{dc} = 0$, 800 и 1800 В соответственно. Расстояние от поверхности жидкости до коллектора d = 0.35 мм. Точками на кривых указаны частоты собственных колебаний поверхности жидкости в прямоугольной ячейке размерами 40×20 мм. Сплошная прямая – линейный закон дисперсии ($f{\sim}k$)

свободной поверхности жидкого водорода. Кривая 1 – свободная поверхность жидкости, "глубокая вода"; 2, 3 и 4 – спектры колебаний заряженной поверхности жидкого водорода в рабочей ячейке при напряжениях U_{dc} = 0, 800 и 1800 В, соответственно. Точками на кривых указаны частоты собственных колебаний поверхности жидкости в прямоугольной ячейке размерами 40×20 мм. Глубина ячейки h = 0.35 мм, расстояние от поверхности до коллектора d = 0.35 мм. Сплошная прямая соответствует линейному закону дисперсии ($f \sim k$). Темными точками на кривых 3, 4 указаны частоты собственных колебаний поверхности жидкости в прямоугольной ячейке. Волновые числа собственных колебаний поверхности жидкости в прямоугольной ячейке определяются выражением $k_{mn} = \pi\{(m/a)^2 + (n/b)^2\}^{1/2}$, где a и b - линейные размеры ячейки, m, n - целые числа.

Как видно из рис.1, включение электрического поля E_{dc} приводит к смягчению спектра поверхностных волн. С повышением приложенного напряжения U_{dc} область частот, где в выражении (6.1) преобладает вклад капиллярной составляющей, расширяется вплоть до частот $f = (\omega/2\pi)$ порядка нескольких Гц (почти на порядок ниже граничной частоты f_c = 16 Гц, разделяющей область капиллярных и гравитационных волн на свободной поверхности жидкого водорода). Для наглядности на рис.1 приведена сплошная прямая, которая соответствует линейному закону дисперсии $f \sim k$. Если на рис.1 зависимость $f(k)$ аппроксимировать степенным законом $f \sim k^m$, то при напряжениях $U_{dc} \geq 800$ В на низких частотах $f \leq 2$ Гц (гравитационные волны) показатель степени $m < 1$, и при нелинейном взаимодействии между волнами будет преобладать нераспадный закон дисперсии [5]. А при частотах $f \geq 3$ Гц показатель степени $m \geq 1$, т.е. должен преобладать распадный закон дисперсии.

1.2. Дискретная волновая турбулентность

Многие нелинейные волновые системы могут быть описаны в рамках класического гамильтонова формализма. Это означает, что после соответствующего преобразования естественных переменных к каноническим переменным, уравнение движения принимает универсальную форму канонического Гамильтонова уравнения для канонических переменных $b(r,t), b^*(r,t)$, которые характеризуют амплитуды волн (* означает комплексно сопряженную величину). Гамильтоновые уравнения для нелинейных волновых систем естественно записывать в Фурье пространстве. Переходя от $b(r,t), b^*(r,t)$ к новым переменным $a(k,t), a^*(k,t)$, в пространство волновых векторов, Гамильтоново уравнение может быть записано следующим образом:

$$i\frac{da_k}{dt} = \frac{\delta H}{\delta a_k^*}. \tag{1.2}$$

где $H = H(a_k, a_k^*)$ – гамильтониан волновой системы. Для нелинейных волн малой амплитуды этот гамильтониан может быть разложен по степеням a_k, a_k^*:

$$H = H_2 + H_{int}, \tag{1.3}$$

$$H_{int} = H_3 + H_4 + \cdots , \tag{1.4}$$

Гамильтониан H_2 соответствует уравнению движения для линейных волн, которые не взаимодействуют друг с другом, а H_{int} описывает процессы нелинейного взаимодействия волн. Первый член в H_{int} описывает трехволновые процессы распада одной волны в две волны или слияния двух волн в одну со следующеми резонансными условиями для суммарного волнового вектора и сумарной частоты

$$\begin{aligned} &k_1 + k_2 = k_3, \\ &\omega(k_1) + \omega(k_2) = \omega(k_3), \end{aligned} \tag{1.5}$$

Выражения (1.5) эквивалентны законам сохранения энергии и импульса. Следует отметить,что трехволновые процессы обычно являются доминирующими. Однако резонансные условия для трехволнового процесса не всегда выполняются, и в соответствии с этим законы дисперсии делятся на распадные и нераспадные. Степенные спектры $\omega_k{\sim}k^m$ являются распадными если $m{\geq}1$ т. е. разрешины трехволновые процессы. Если трехволновые процессы запрещены, доминирующими становятся четырехволновые процессы. Следующий член в Гамильтониане взаимодействия описывает четырехволновые процессы рассеяния волн со следующеми резонансными условиями для суммарного волнового вектора и сумарной частоты

$$\begin{aligned} &k_1 + k_2 = k_3 + k_4, \\ &\omega(k_1) + \omega(k_2) = \omega(k_3) + \omega(k_4), \end{aligned} \tag{1.6}$$

Если в системе нелинейных волн область накачки энергии и ее диссипации значительно разнесены по частотам, то в таких системах могут возникать турбулентные состояния. Волновой турбулентностью называется неравновесное состояние системы взаимодействующих волн, которое характеризуется направленным потоком энергии P в k–пространстве [5, 6].

Турбулентные состояния в волновых системах в условиях неограниченной геометрии описываются в рамках статистической теории волновой турбулентности. В данном подходе, предполагается, что фазы волн случайны и не коррелируют друг с другом. В этом случае возможно статистическое описание ансамбля взаимодействующих волн с помощью кинетического уравнения для чисел заполнения n_ω:

$$\frac{\delta n_\omega}{\delta t} = st(n). \tag{1.7}$$

где $st(n)$ - интеграл столкновений.

Статистическая теория волновой турбулентности предсказывает степенное распределение энергии волн по частотам между областью накачки и диссипативным интервалом.

Большинство лабораторных экспериментов по изучению волновой турбулентности проводят в экспериментальных ячейках конечных размеров т. е. в условиях ограниченной геометри. В этих волновых системах возможны эффекты связанные с дополнительными резонансными ограничениями из-за дискретности пространства волновых векторов. Эти ограничения смягчаются в результате уширения собственных резонансов из-за нелинейного взаимодействия Γ_n и вязких потерь Γ_v.

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_v \tag{1.8}$$

Влияние конечных размеров резонатора на турбулентный спектр можно охарактеризовать, сравнивая нелинейное уширение собственных резонансов Γ с расстоянием между соседними модами Δ_ω. Для примера рассмотрим периодические граничные условия: в этом случае,

$$\Delta_\omega = \left|\frac{\delta \omega_k}{\delta k}\right| \frac{2\pi}{kL}. \tag{1.9}$$

где ω_k и L – частота собственой моды резонатора с волновым вектором k и характерный размер резонатора. Статистическая теория волновой турбулентности применима когда $\Gamma >> \Delta_\omega$ – кинетический режим волновой турбулентности. Качественно другое поведение можно ожидать в противоположном случае $\Gamma << \Delta_\omega$, что соответствует режиму дискретной волновой турбулентности.

Если волновая турбулентность формируется в резонаторе конечных размеров, то резонансные условия (1.5), (1.6) для волнового вектора и частоты могут быть записаны в следующим виде [2]:

$$\begin{aligned} &k_1 + k_2 = k_3, \\ &\omega(k_1) + \omega(k_2) = \omega(k_3) + \delta, \end{aligned} \tag{1.10}$$

$$\begin{aligned} &k_1 + k_2 = k_3 + k_4, \\ &\omega(k_1) + \omega(k_2) = \omega(k_3) + \omega(k_4) + \delta, \end{aligned} \tag{1.11}$$

где k_1, k_2, k_3, k_4 – собственные волновые вектора резонатора (рабочей ячейки), параметр δ характеризует резонансное уширение пиков и имеет тот же порядок, что и уширение Γ отдельных мод.

Дискретную волновую турбулентность можно описать в рамках динамического подхода, используя следующие динамические уравнения для канонических амплитуд:

$$i\frac{da_k}{dt} = \sum_{1,2}\left(\frac{1}{2}V_{12}^k a_1 a_2 R_{12}^k + V_{1k}^{2*} a_1^* a_2 R_{1k}^2\right) \tag{1.12}$$

$$i\frac{da_k}{dt} = \frac{1}{2}\sum_{1,2,3} W_{3k}^{12} a_1 a_2 a_3^* R_{3k}^{12}. \tag{1.13}$$

В уравнении (1.13) фактор R равен единице, когда моды удовлетворяют резонансным условиям для волновых векторов и частот, и равен нулю в противном случае.

Дискретную волновую турбулентность можно охарактеризовать резонансными кластерами [1]. В трехволновых и четырехволновых системах минимально возможными кластерами являются триады и квартеты соответственно. Некоторые резонансные триады или квартеты могут быть изолированными, тогда их динамика детерминирована. Другие триады или квартеты могут быть связанны в кластеры различных размеров, чья динамика является более сложной и может быть хаотической.

2. Экспериментальная методика

2.1. Экспериментальная установка

Эксперименты по изучению волновой турбулентности проводили в оптических камерах, которые устанавливали в вакумной полости гелиевого криостата. Схема измерений показанна на рис.2.1 Внутри камеры располагалась рабочая ячейка. В экспериментах с жидким гелием использовали цилиндрическую ячейку внутренним диаметром 30 мм и высотой $h = 3.5$ мм. При работе с жидким водородом использовали цилиндрическую ячейку внутренним диаметром 60 мм и высотой $h = 3.5$ мм, внутри который помещали вкладыши двух типов – прямоугольный, размерами 40×20 мм или квадратный, со стороной грани 40 мм Газообразный водород или гелий конденсировали в стаканы под срез. Уровень жидкости контролировали визуально с точностью в несколько десятых долей миллиметра. Над поверхностью жидкости на высоте 3.5 мм был расположен металлический плоский электрод, с прорезью шириной 7 мм для прохождения лазерного луча. Для создания квазидвумерного заряженного слоя под поверхностью жидкости на дно ячейки помещали источника зарядов. Между верхним электродом и металлической ячейкой прикладывали постоянное напряжение U_{dc} в диапазоне от 600 В до 1кВ. Знак зарядов, образующих квазидвумерный слой под поверхностью жидкости, определялся полярностью приложенного напряжения U_{dc}. В данных экспериментах работали с положительными зарядами (положительно заряженными снежными шариками диаметром порядка 0.7 нм [8]), вероятность прохождения которых через поверхность квантовой жидкости в рабчем диапазоне температур и полей экспоненциально мала. Колебания поверхности жидкого водорода возбуждали переменным напряжением U_p, прикладываемым в дополнение к постоянному напряжению. Амплитуда U_p была в несколько раз меньше величины постоянного напряжения U_{dc}.

2.2. Методика регистрация волн

Схема регистрации отклонений поверхности жидкости от равновесного состояния жидкого водорода и гелия приведена на рис.2.1.

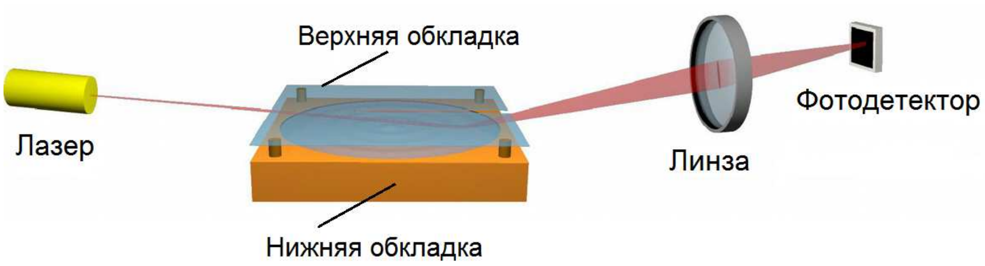


Рис. 2.1. Схема регистрации отклонений поверхности жидкости от равновесного состояния.

Для регистрирации колебаний поверхности жидкости использовали лазерный луч, который направляли под малым углом к поверхности. Отраженный от колеблющейся поверхности жидкости луч с помощью линзы фокусировался на фотоприемник. Измеряли вариации полной мощности отраженного луча. Угол между лучом и невозмущенной плоской поверхностью жидкости (угол скольжения) α составлял 0.2 рад. Лазерный луч, падающий на поверхность, лежал в вертикальной плоскости, проходящей через середину ячейки. Выходной сигнал фотоприемника, прямо пропорциональный полной мощности отраженного луча $P(t)$, записывался с помощью 24-битного аналого-цифрового преобразователя в течение 100 с с частотой 102.4 кГц. Далее мы анализировали частотный спектр P_ω^2 мощности отраженного лазерного луча, получаемый фурье преобразованием регистрируемой зависимости $P(t)$ [3].

Экспериментальная методика позволяет получить фурье-представление парной корреляционной функции $I_\omega = \langle \eta_\omega^2 \rangle$ отклонения поверхности жидкости от равновесного плоского положения η. В работе показано [3], что в цилиндрической ячейке частотный спектр пропорционален произведению $P_\omega^2 \sim \Phi(\omega) I_\omega$, где $\Phi(\omega)$ – аппаратная функция, вид которой зависит от отношения размера пятна лазерного луча на поверхности a к длине волны λ, распространяющейся на поверхности. Для широкого луча $a \gg \lambda$ функция $\Phi(\omega)$ не зависит от частоты, т.е. парная корреляционная функция отклонений поверхности от равновесия I_ω пропорциональна P_ω^2. Для узкого луча ($a \ll \lambda$) в случае капиллярных волн $P_\omega^2 \sim \omega^{-4/3} I_\omega$.

В случае прямоугольной (квадратной) ячейки аппаратная функция определяется не только соотношением между длиной волны и размером светового пятна, но и направлением волнового вектора волны относительно плоскости падения лазерного луча. В линейном приближении вариация мощности отраженного света пропорциональна усредненному по площади пятна углу наклона касательной, лежащей в плоскости падения луча:

$$P(t)\sim\int\frac{d\eta(x,y,z)}{dx}dS \qquad (2.1)$$

Предполагая, что 2D спектр $\eta_k = \int\eta(r)e^{ikr}dr$ изотропен (или слабоанизотропен), можно показать, что в режиме «узкого луча» ($ka\ll1$, где a — линейный размер пятна вдоль плоскости падения луча, k - модуль волнового вектора капиллярной волны)

$$P_\omega^2\sim\langle|\Phi_\omega|^2\rangle\sim k^2\langle|\eta_\omega|^2\rangle\sim\omega^{4/3}\langle|\eta_\omega|^2\rangle \qquad (2.2)$$

(как и в цилиндрической геометрии). В режиме «широкого луча» ($ka\gg1$) основной вклад в вариацию мощности поступает за счет отражения от волн, волновой вектор которых лежит в плоскости падения луча или близок к ней. В случае непрерывного спектра в k - и в ω-пространстве (как, например, для широкополосной накачки)

$$P_\omega^2\sim\eta_k^2\sim\omega^{-4/3}\langle|\eta_\omega|^2\rangle. \qquad (2.3)$$

Как известно [9, 10], при уменьшении ширины полосы возбуждения волн предсказываемая теорией [5] частотная зависимость корреляционной функции $I_\omega\sim\omega^{-m}$ в случае изотропного спектра изменяется на единицу от $I_\omega\sim\omega^{-17/6}$ на $I_\omega\sim\omega^{-23/6}$. Контрольные измерения показали, что в квадратной ячейке изменение показателя степени частотной зависимости I_ω при переходе от узкополосной к широкополосной накачке также составляет единицу, $\Delta m = -1$ Однако абсолютные значения величин показателя степени m меньше теоретических значений (и экспериментальных величин в цилиндрической ячейке) приблизительно на 3/2. Это отличие, по-видимому, обусловлено как дискретностью, так и анизотропией в спектре поверхностных возбуждений и частотной зависимостью аппаратной функции.

3. Стационарные спектры дискретной турбулентности

3.1. Формирование низкочастотных гармоник в турбулентном спектре на поверхности жидкого водорода в квадратной и прямоугольной ячейках

На рис.3.1 представлено турбулентное распределение P_ω^2 в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода в квадратной ячейке 40×40 мм^2 при интенсивной монохроматической накачке на частоте $f_p = 25$ Гц при $U_{dc} = 800$ В, $U_p = 300$ В. Турбулентное распределение

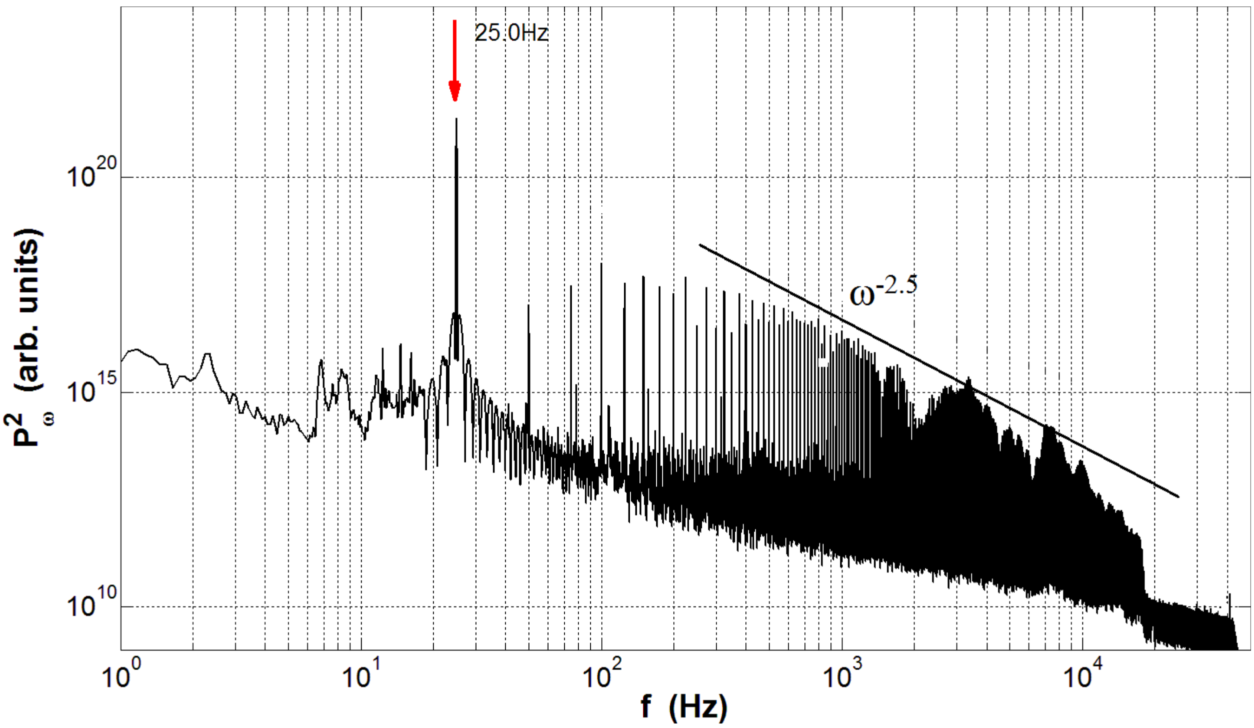


Рис. 3.1. Турбулентный спектр на поверхности жидкого водорода при интенсивной накачке на частоте 25.0 Гц. Прямая линия соответствует степенной зависимости $\omega^{-2.5}$.

P_ω^2 состоит из набора эквидистантных гармоник. Первый пик соответствует колебаниям поверхности жидкости на частоте накачки f_p. Остальные пики, частоты которых кратны частоте накачки, возникают вследствие нелинейных трехволновых процессов, осуществляющих передачу энергии в диссипативную область. В диапазоне частот от 100 Гц до 10 кГц турбулентный каскад можно описать степенной функцией, близкой к $P_\omega^2 \sim \omega^{-2.5}$. На высоких частотах, от 1 до 10 кГц, в спектре P_ω^2 наблюдаются провалы на частотах 2, 4, 5, 6 кГц. Инерционный интервал, как видно, начинается на частотах около 100 Гц и простирается до 10 кГц. Выше 10 кГц отчетливо выделяется область диссипации, в которой каскад резко затухает.

Понижение частоты монохроматической накачки до $f_p = 24.2$ Гц без изменения ее амплитуды привело к появлению в спектре гармоники на половинной частоте $f_p/2$ (рис.3.2). Высокочастотная область распределения P_ω^2 также заметно изменилась. Теперь распределение P_ω^2 состоит из гармоник с частотами, кратными частоте $f_p/2$. На частоте около 1.5 кГц провал в спектре P_ω^2 стал более выраженным по сравнению со спектром на рис.3.1, а на высоких частотах появились осцилляции около некоторой средней частотной зависимости. В диапазоне частот от 500 Гц до 5 кГц спектр P_ω^2 можно также описать частотной зависимостью, пропорциональной $\omega^{-2.5}$. Переход из инерционного интервала в диссипативную область стал более гладким.

После дальнейшего уменьшении частоты накачки на 0.2 Гц до $f_p = 24.0$ Гц при неизменной амплитуде накачки кроме гармоники на половинной частоте в спектре появляются низкочастотные пики в частотном диапазоне от 0.64 до 24 Гц (рис.3.3). Отметим, что частота низкочастотной гар-

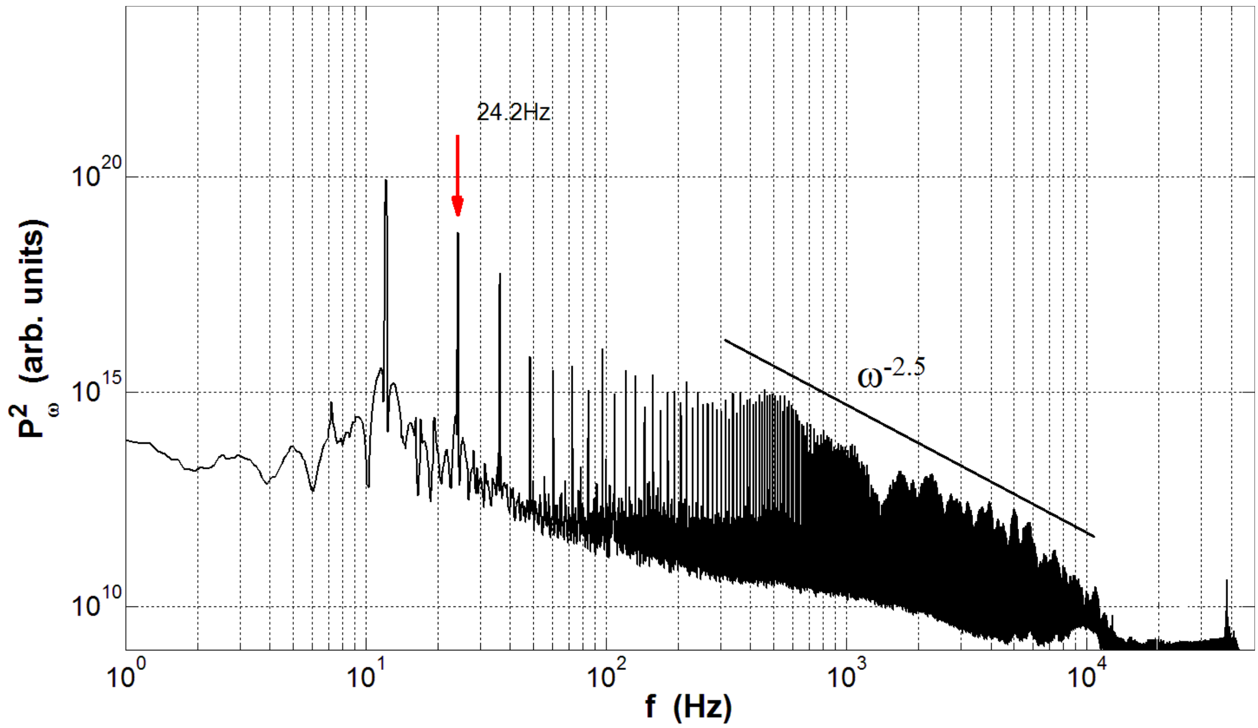


Рис. 3.2. Турбулентный спектр на поверхности жидкого водорода при интенсивной накачке на частоте 24.2 Гц. Наблюдается генерация гармоники на частоте $f_p/2$. Прямая линия соответствует степенной зависимости $\omega^{-2.5}$.

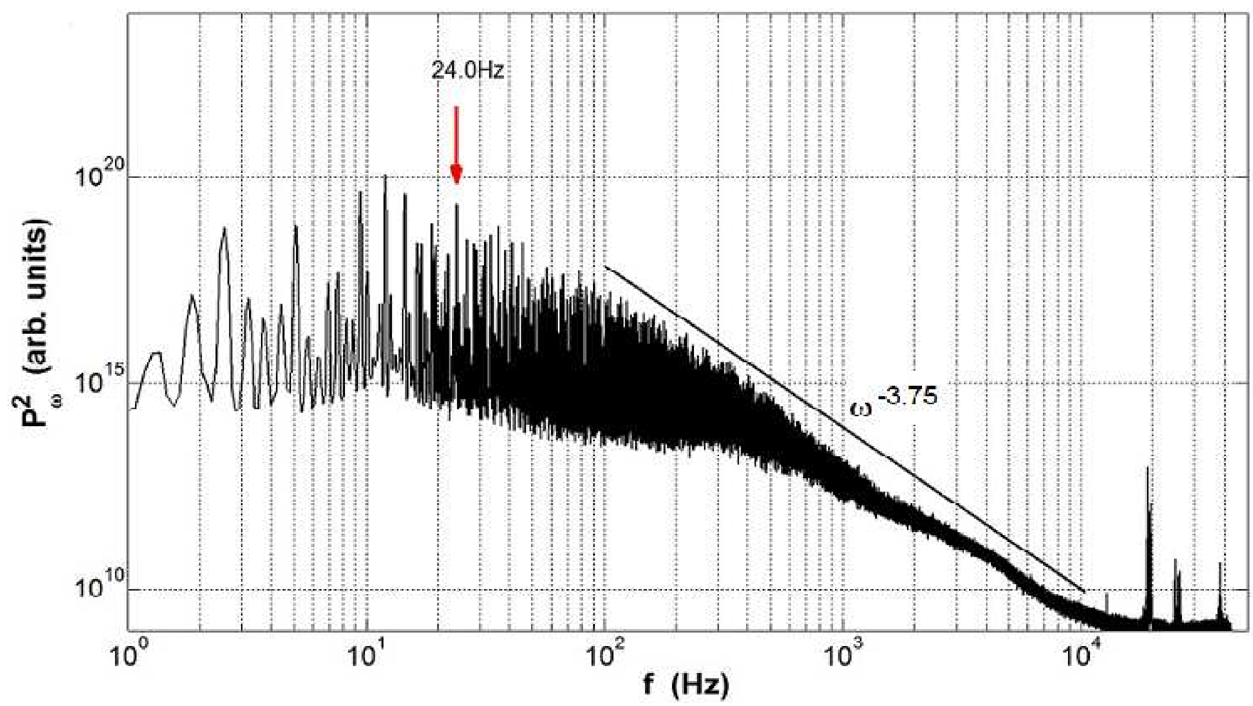


Рис. 3.3. Турбулентный каскад на поверхности жидкого водорода при интенсивной накачке на частоте 24.0 Гц. Наблюдается генерация субгармоник на частотах ниже $f_p/2$. Прямая линия соответствует зависимости, пропорциональной $\omega^{-3.75}$.

моники в разных экспериментах изменялась от 0.6 до 1.2 Гц, по-видимому, вследствие вариации уровня жидкости в ячейке. Видно, что появление низкочастотных субгармоник привело к серьезной перестройке спектра на высоких частотах. Пропали провалы на каскаде, и наблюдается четко определяемый инерционный интервал, в котором распределение P_ω^2 удовлетворительно описывается степенной функцией. Для наглядности на рис.3.3 приведена прямая линия, соответствующая степенной зависимости $\omega^{-3.75}$. Более крутая частотная зависимость может быть связана с высоким уровнем возбуждения волн, влиянием низкочастотных гармоник на прямой каскад и с изменением аппаратной функции при возбуждении низкочастотных гармоник (переход от узкополосной накачки к широкополосной).

На рис.3.4 подробно показаны гармоники, возникшие вследствие нелинейного взаимодействия волн. Прекрасно наблюдаются колебания на частотах: $f_1 = 0.64$ Гц, $f_2 = 1.3$ Гц, $f_3 = 1.9$ Гц, $f_4 = 2.5$ Гц, $f_5 = 3.2$ Гц, $f_6 = 5.1$ Гц, $f_7 = 6.9$ Гц, $f_8 = 7.6$ Гц, $f_9 = 9.5$ Гц, $f_{10} = 12.0$ Гц, $f_{11} = 14.5$ Гц.

Последующее понижение частоты возбуждающей силы до $f_p = 23.8$ Гц приводит к исчезновению низкочастотных субгармоник, за исключением пика на половинной частоте.

На рис.3.5 представлено турбулентное распределение P_ω^2 в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода в прямоугольной ячейке 20×40 мм^2, которое наблюдали при $U_{dc} = 800$ В и монохроматической накачке амплитудой $U_p = 220$ В на частоте $f_p = \omega/2\pi$=28.5 Гц. Лазерный луч был направлен под малым углом к поверхности жидкости вдоль продольной оси прямоугольной ячейки.

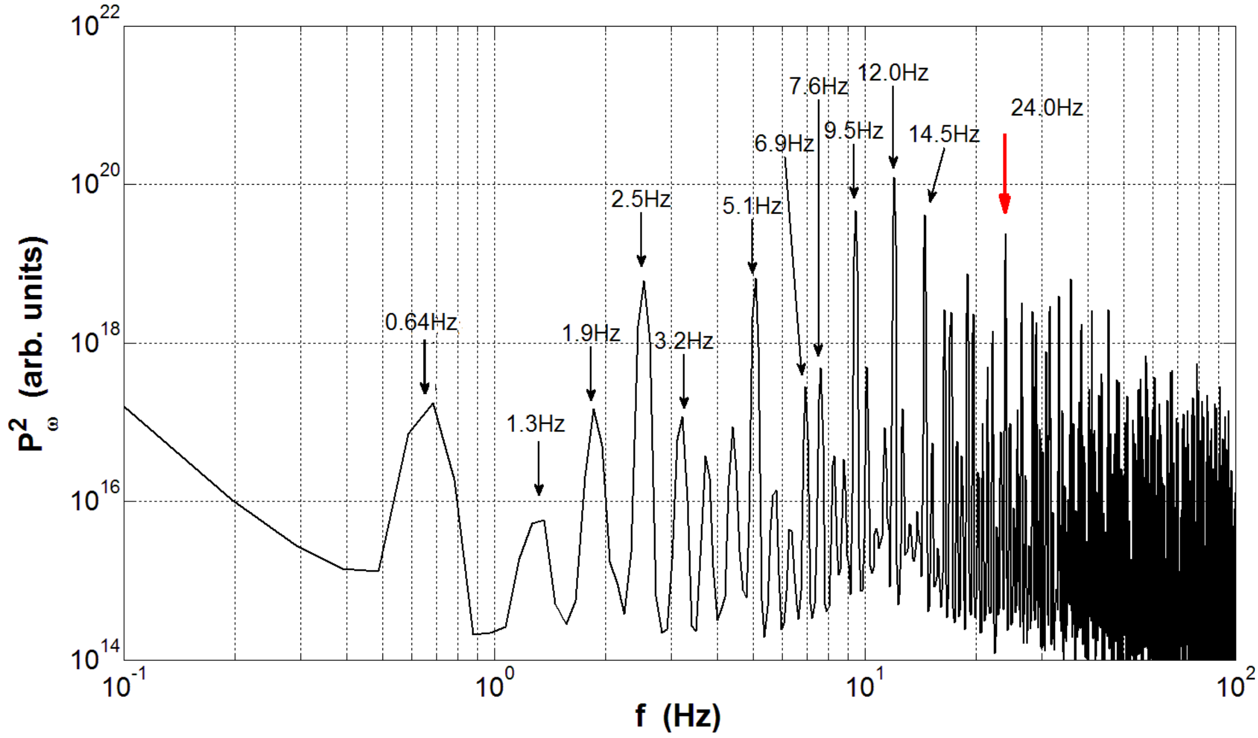


Рис. 3.4. Спектр P_ω^2 на поверхности жидкого водорода на частотах ниже частоты интенсивной накачки 24.0 Гц.

Правая стрелка указывает положение волны на частоте накачки f_p. В интервале частот от 100 Гц до нескольких килогерц распределение амплитуд гармоник по частотам P_ω^2 можно описать степенным законом, близким к кубическому, что указывает на возникновение прямого турбулентного каскада капиллярных волн Колмогорова-Захарова [5, 6]. Пики на частотах, кратных частоте накачки, соответствуют гармоникам, которые возникают вследствие процессов слияния капиллярных волн. Низкочастотные шумовые сигналы в диапазоне $5-20$ Гц, которые были видны в данных измерениях и в отсутствие накачки, обусловлены шумовыми колебаниями поверхности жидкости вследствие неконтролируемой вибрации здания и экспериментальной установки (подчеркнем, что амплитуда шумов на несколько порядков ниже амплитуды пика на частоте накачки).

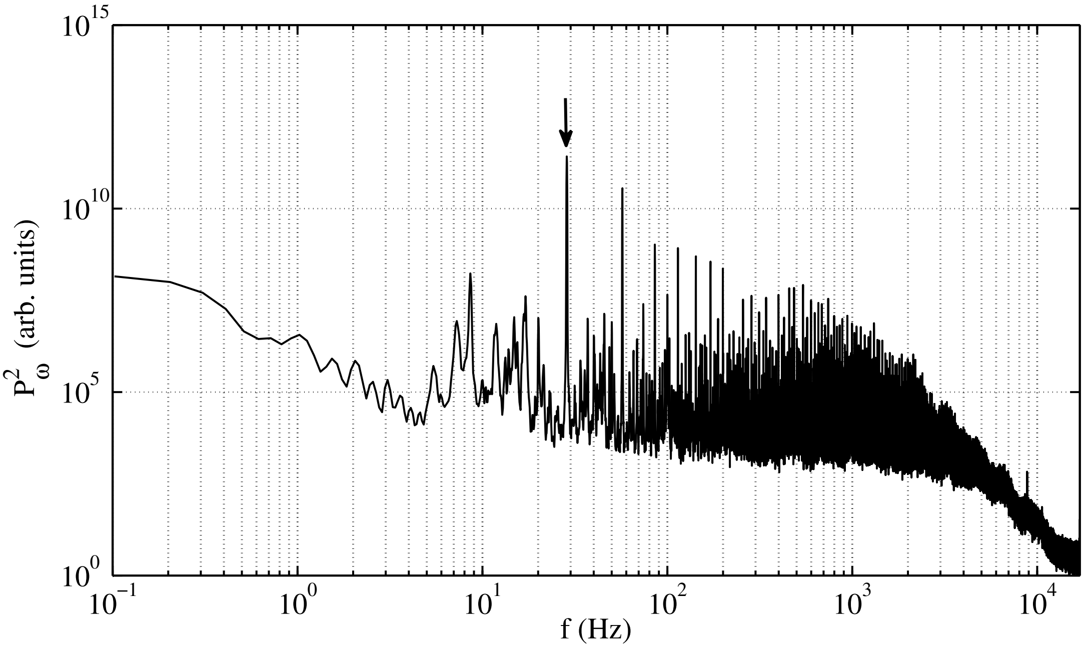


Рис. 3.5. Стационарный спектр P_ω^2 при гармонической накачке на частоте $f_p = 28.5$ Гц. Стрелка указывает положение частоты накачки. Амплитуда переменного напряжения $U_p = 220$ В.

Измерения, результаты которых показаны на рис.3.6, были проведены сразу же вслед за измерениями, показанными на рис.3.5. Частоту на-

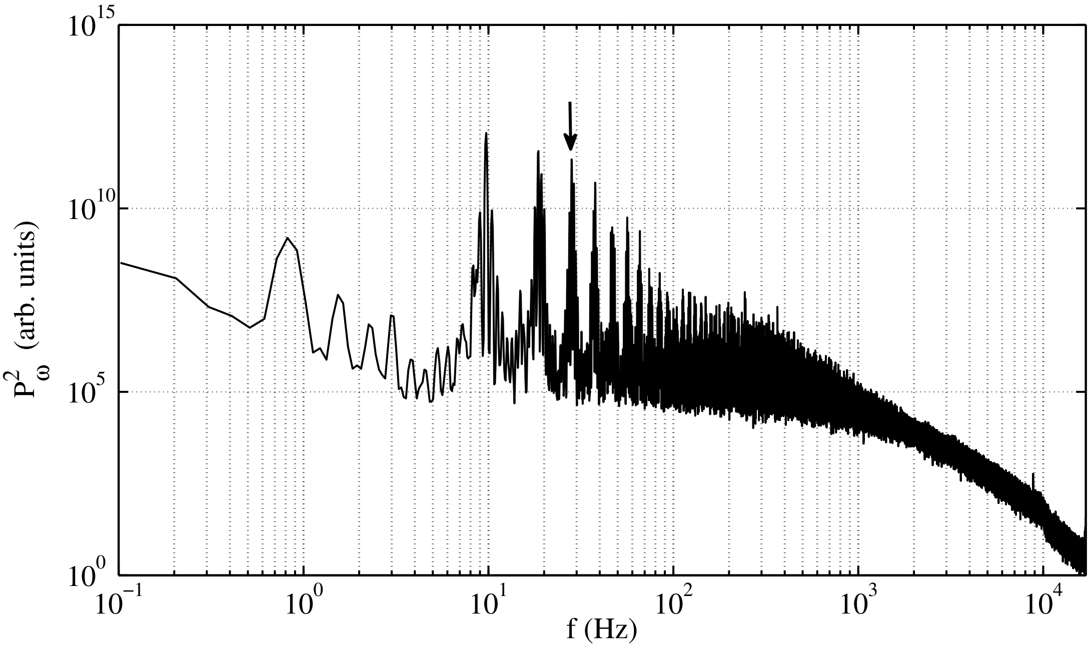


Рис. 3.6. Стационарный спектр P^2_ω при гармонической накачке на частоте $f_p = 28.2$ Гц. Стрелка указывает положение частоты накачки. Амплитуда переменного напряжения $U_p = 220$ В. Видно появление пиков на частотах $f_1 = 9.7$ Гц, $f_2 = 18.6$ Гц и $f_3 = 0.8$ Гц с понижением частоты накачки от 28.5 Гц до 28.2 Гц.

качки понизили ступенькой до $f_p = 28.2$ Гц при неизменной амплитуде накачки $U_p = 220$ В. Видно, что изменение частоты привело к появлению в стационарном спектре P^2_ω двух субгармоник на несоизмеримых частотах $f_1 = 9.7$ Гц и $f_2 = 18.6$ Гц, которые лежат в области преобладания капиллярного слагаемого в дисперсионном соотношении (6.1), а также низкочастотной субгармоники на частоте $f_3 = 0.8$ Гц (область гравитационных волн, см. рис.1.1) и нескольких кратных ей гармоник.

На рис.3.7 показаны результаты измерений стационарного спектра на той же частоте $f_p = 28.2$ Гц после получасовой выдержки при постоянной температуре. Амплитуду накачки понизили до $U_p = 125$ В. Видно, что

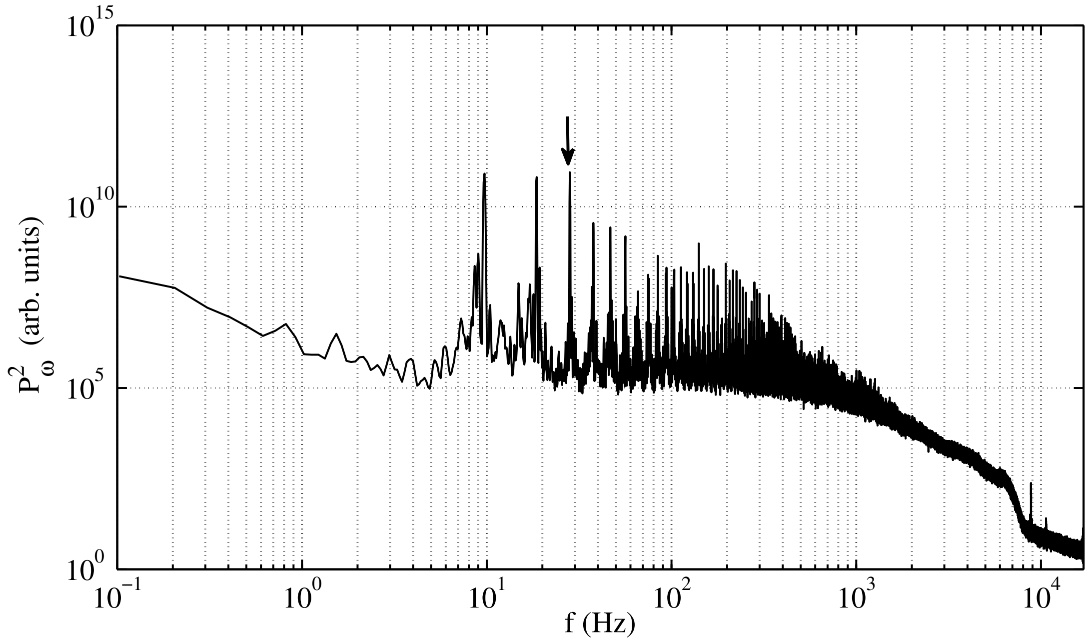


Рис. 3.7. Стационарный спектр P^2_ω при гармонической накачке на частоте $f_p = 28.2$ Гц. Амплитуда накачки $U_p = 125$ В. Стрелка указывает положение частоты накачки.

амплитуды пиков субгармоник на частотах $f_1 = 9.7$ Гц и $f_2 = 18.6$ Гц по-прежнему сравнимы с амплитудой волны на частоте накачки. Сохранились в прямом каскаде и соответствующие им комбинационные частоты, но амплитуды пика на частоте f_3 и его гармоники с понижением интенсивности накачки уменьшились более чем на два порядка и практически не различимы на фоне шумов. Повидимому, это связано с вязкими потерями, обусловленными трением волн о дно и стенки ячейки. Поэтому уменьшение в 10 раз величины коэффициента кинематической вязкости при замене жидкого водорода на сверхтекучий гелий могло бы привести к существенному изменению распределения P^2_ω на частотах ниже частоты накачки.

3.2. Формирование низкочастотных гармоник в турбулентном спектре на поверхности сверхтекучего гелия в цилиндрической ячейке

Эксперименты со сверхтекучим гелием проводили в цилиндрической ячейке. Оказалось, что и в цилиндрической ячейке можно наблюдать формирование низкочастотных гармоник при определенных частотах возбуждения поверхности. На рис.3.8 представлен турбулентный спектр поверхностных волн на поверхности сверхтекучего гелия при умеренной монохроматической накачке на частоте $f_p = 68$ Гц и амплитуде накачки $U_d = 4$ В. Напомним, что постоянное напряжение, приложенное к металлическому стакану, составляло 600 В, а амплитуда переменного напряжения в экспериментах со сверхтекучим гелием значительно меньше, чем в экспериментах с жидким водородом. В диапазоне частот от 100 Гц до 5 кГц отчетливо виден инерционный интервал, в котором турбулентный спектр описывается степенным законом $P_\omega^2 \sim \omega^{-3.5}$. На частотах выше высокочастотного края инерционного интервала (4 кГц) наблюдается резкое затухание каскада.

При увеличении амплитуды накачки до $U_d = 14$ В турбулентный спектр существенно изменяется. На рис.3.9 показано стационарное распределение P_ω^2 в широком частотном диапазоне при интенсивной накачке. Кроме высокочастотных гармоник в спектре появились и низкочастотные. Как видно, генерация низкочастотных гармоник привела к значительным изменениям в прямом турбулентном каскаде. Плотность пиков значительно увеличилась. На частотах выше частоты накачки в инерционном интервале от 100 Гц до 1 кГц распределение P_ω^2 хорошо описывается частотной

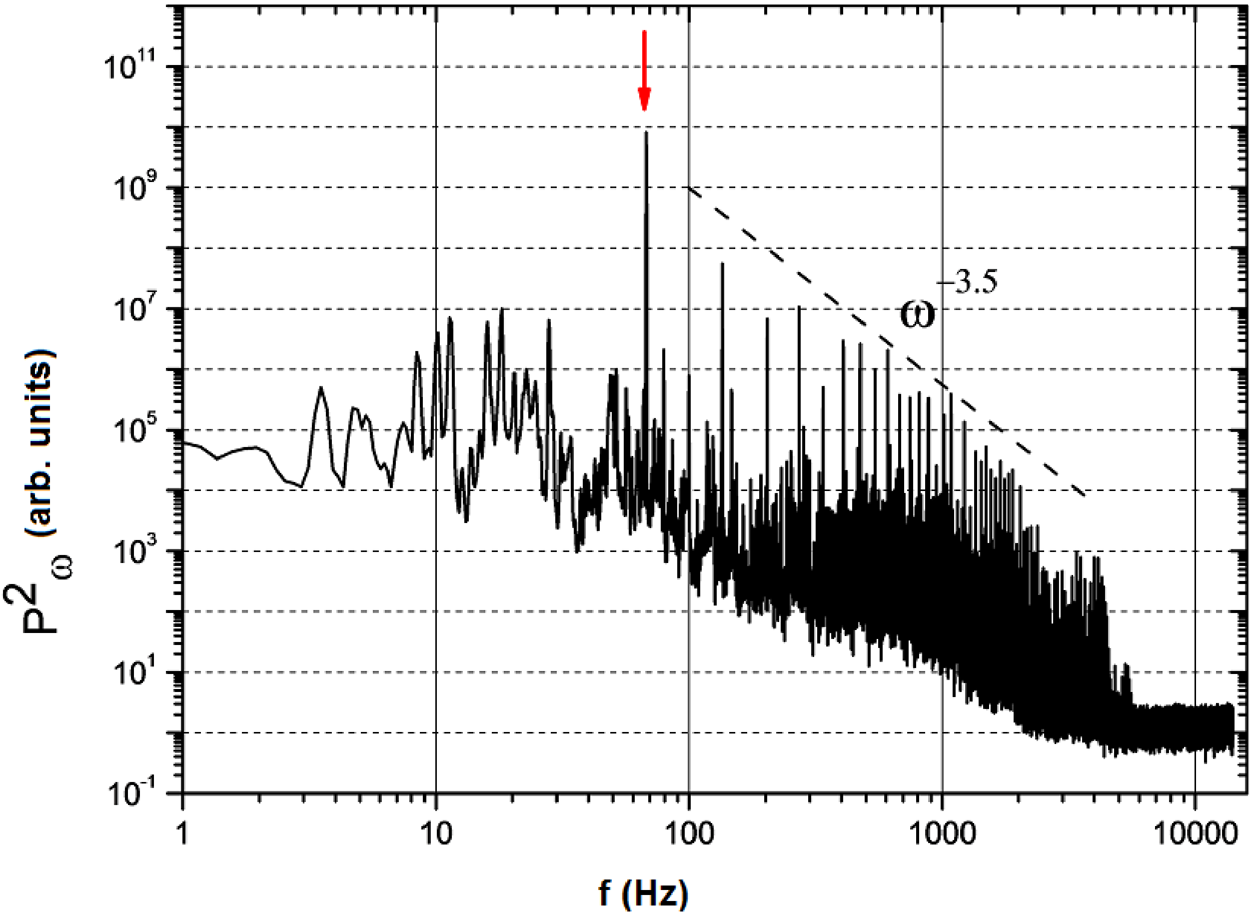


Рис. 3.8. Турбулентный спектр капиллярных волн P^2_ω на поверхности He II в цилиндрической ячейке при умеренной гармонической накачке $U_d = 4$ В. В инерционном интервале спектр описывается степенным законом (прямая линия).

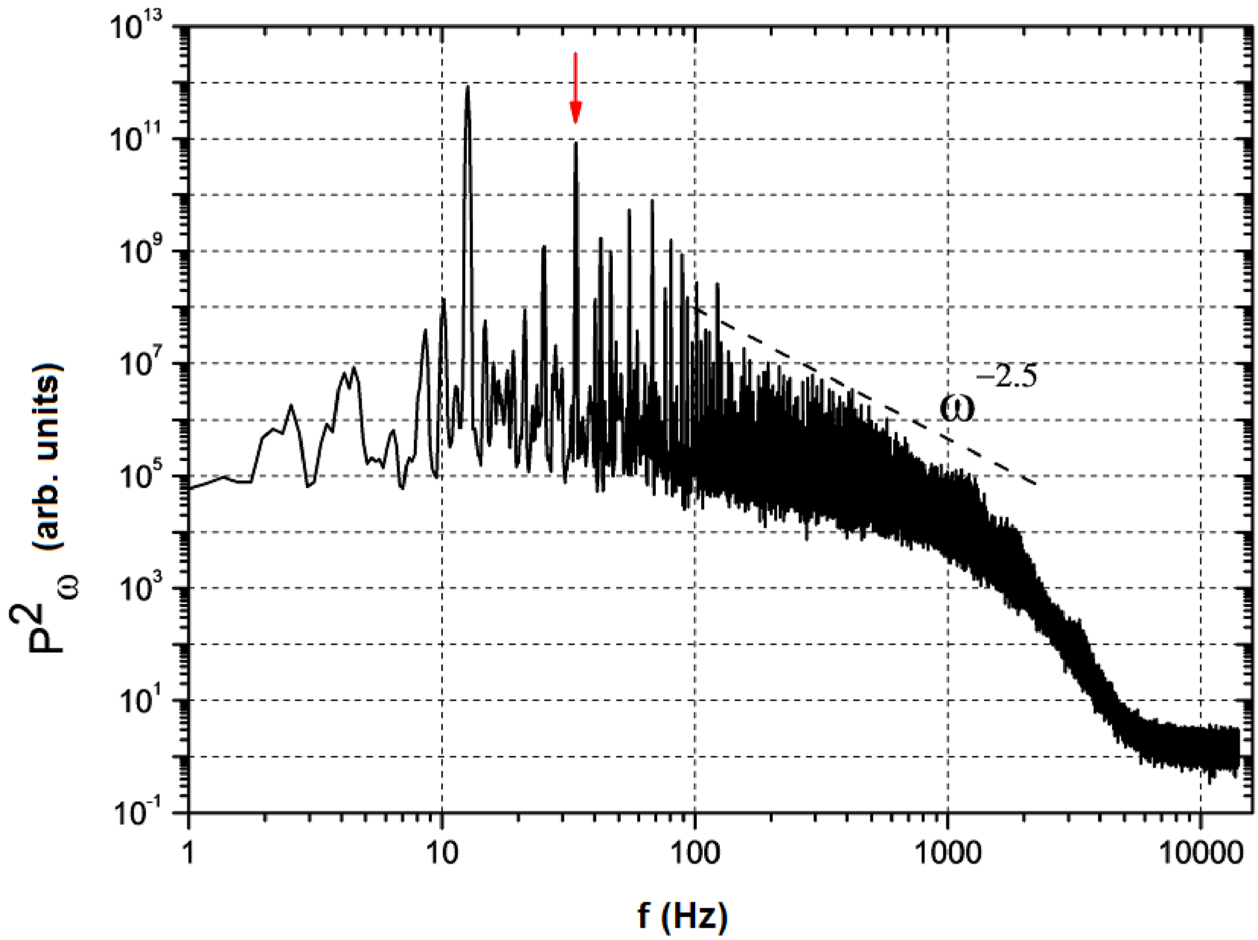


Рис. 3.9. Спектр поверхностных волн P_ω^2 на поверхности He II в цилиндрической ячейке. При интенсивной гармонической накачке $U_d = 14$ В наблюдается генерация низкочастотных субгармоник.

функцией, пропорциональной $\omega^{-2.5}$ т.е. наклон изменился приблизительно на единицу по сравнению со спектром, приведенным на рис.3.8. Диссипативная область расширилась, а каскад на высоких частотах затухает по закону, близкому к экспоненциальному.

На рис.3.10 показано распределение P_ω^2 в узком интервале частот от 1 до 100 Гц. Стрелкой отмечен пик на частоте накачки f_p, равной 68 Гц. Ча-

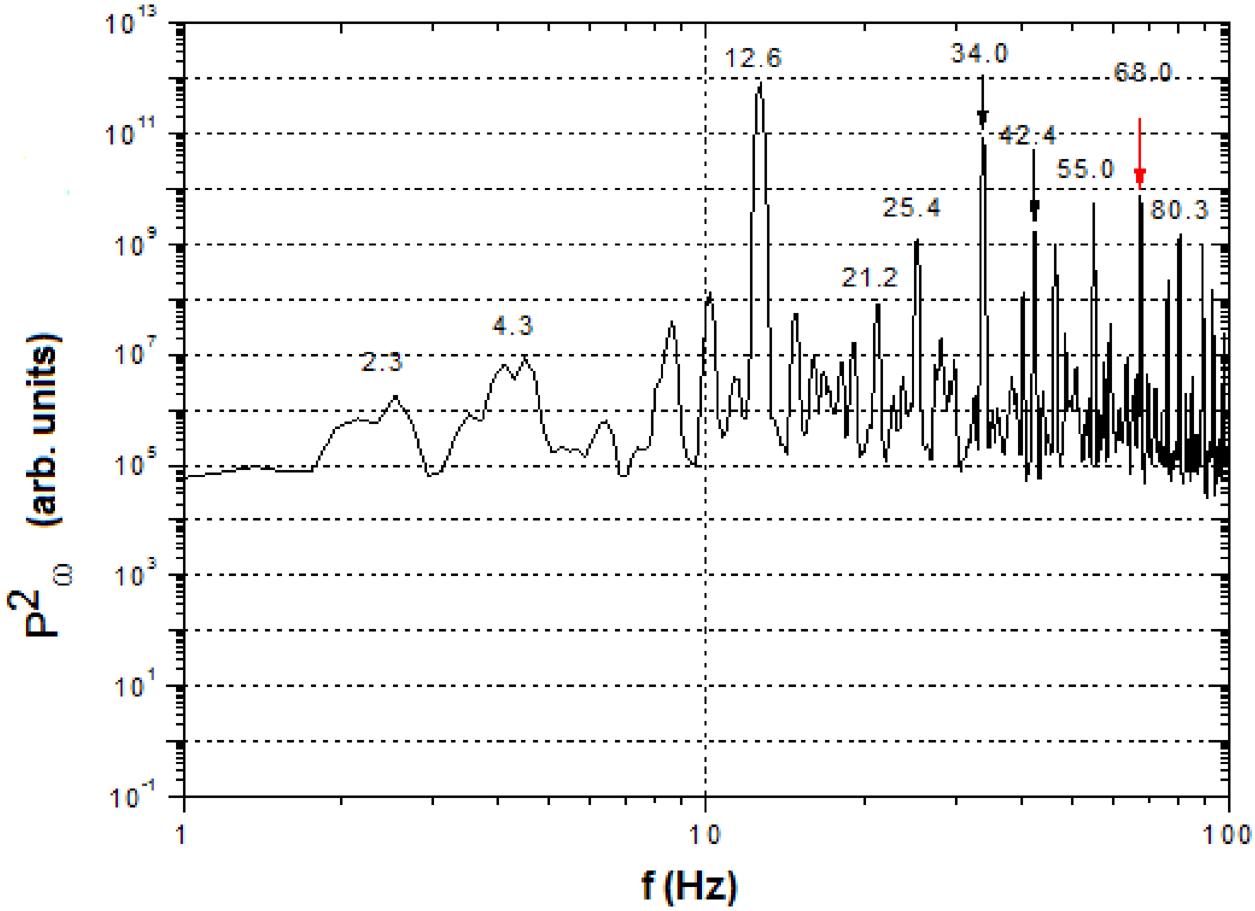


Рис. 3.10. Субгармоники на частотах ниже частоты накачки на поверхности He-II в цилиндрической ячейке при интенсивной гармонической накачке $U_d = 14$ В.

стота самого мощного низкочастотного пика составляет 12.6 Гц, что близко к частоте пятого резонанса экспериментальной ячейки. Кроме того, виден пик на половинной частоте, равной 34 Гц. На низкой частоте видны два широких пика с частотами 2.3 и 4.3 Гц. Остальные пики возникли в результате нелинейного волнового взаимодействия.

3.3. Обсуждение результатов

Появление низкочастотных субгармоник на поверхности как жидкого водорода, так и сверхтекучего гелия, приводит к значительной модификации прямого каскада: в водороде распределение P_ω^2 становится более крутым (абсолютная величина показателя степенной функции увеличивается), а в сверхтекучем гелии турбулентный каскад — наоборот, более слабый. Такое изменение в наклонах P_ω^2 обусловлено переходом от монохроматической накачки к широкополосной, роль которой играют все низкочастотные субгармоники.

Нам впервые удалось пронаблюдать возникновение серии субгармоник на поверхности жидкого водорода при интенсивной монохроматической накачке. Ранее в экспериментах с жидким водородом в цилиндрической ячейке [3, 11] мы наблюдали формирование только прямого турбулентного каскада. Напомним, что для изучения эволюции турбулентного спектра с изменением формы сигнала накачки и возбуждения низкочастотной субгармоники и соответствующих ей комбинационных гармоник в прямом каскаде в цилиндрической ячейке использовалась другая методика [12]: одновременная накачка на двух резонансных частотах, сумма или разность которых соответствует одной из собственных мод ячейки. Возникновение низкочастотных субгармоник на частотах, значительно ниже частоты накачки, в спектре P_ω^2 в квадратной ячейке свидетельствует, что изменение геометрии ячейки от цилиндрической к прямоугольной соответствует переходу от квази-одномерного (радиальные волны) к двумерному k-пространству. Это приводит к возрастанию плотности резонансных мод и оказывается определяющим для формирования обратной передачи энергии в капиллярно-гравитационной области. Поскольку низкочастотные гармоники хорошо генерируются при накачке на частоте 24.0 Гц и не формируются при накачке на частотах 24.2 и 25.0 Гц, то можно сделать вывод, что дискретность в спектре поверхностных волн определяет разрешенные взаимодействия волн, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса с учетом параметра δ (1.10). Из эксперимента следует, что расстройка в 0.2 Гц приводит к существенным изменениям спектров на низких частотах. Поэтому можно предположить, что значение параметра δ для процессов распада половинной гармоники на низкочастотные субгармоники находится на уровне порядка 0.1 Гц. Оценка величины вязкого уширения пика на частоте 12 Гц дает значение 0.004 Гц, что много меньше требуемого значения δ. По-видимому, необходимое уширение пика обусловлено в основном нелинейным взаимодействием между соседними гармониками.

Генерация гармоники на половинной частоте возникает в результате распада волны на частоте накачки. Однако не следует исключать механизм, связанный с параметрической неустойчивостью системы, возбуждаемой на резонансной частоте f_p. Гармоники на частотах ниже половинной частоты однозначно являются результатом нелинейных волновых процессов: распада волны на две волны с разными частотами. Так, например, на рис.3.4 можно выделить следующие трехволновые процессы, приводящие к передаче энергии в сторону низких частот на поверхности жидкого водорода:

$$\begin{aligned} 14.5 &\Rightarrow 7.6 + 6.9, \\ 12 &\Rightarrow 6.9 + 2.1, \\ 7.6 &\Rightarrow 5.1 + 2.5, \\ 2.5 &\Rightarrow 1.9 + 0.6. \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned} 28.2 &\Rightarrow 9.7 + 18.6 \\ 9.7 + 9.7 &\Rightarrow 18.6 + 0.8. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Обратим внимание на то, что пик на частоте 12 Гц имеет сателлиты, отстоящие от него на ± 2.5 Гц. Скорее всего, сателлиты возникли в результате нелинейного взаимодействия двух резонансов на частотах 12 и 2.5 Гц. Пики с резонансными частотами 9.5, 7.6, 5.1 и 2.5 Гц имеют сателлиты, отстоящие от основного пика приблизительно на 0.6 Гц. Кроме того, отметим, что пики на частотах 3.6 и 6.2 Гц сателлитов не имеют. Поэтому можно предположить, что сателлиты у некоторых низкочастотных пиков возникают в результате их взаимодействия с поверхностной волной с частотой около 0.64 Гц.

Оценка частоты первой из разрешенных мод по формуле (1.1) с учетом приложенного перпендикулярного электрического поля в квадратной ячейке со стороной 40 мм дает наименьшую резонансную частоту волны, равную 0.64 Гц, при постоянном напряжении $U \cong 1800$ В, которое значительно превосходит величину постоянного напряжения, приложенного между обкладками конденсатора. Однако следует иметь в виду, что в данных экспериментах заряженная поверхность не является плоской, и переменным электрическим полем на ней возбуждаются волны. Поэтому условие эквипотенциальности заряженной поверхности, предполагаемое в формуле (1.1), нарушается. Следует также отметить, что амплитуда низкочастотных колебаний первого резонанса с длиной волны 80 мм может достигать величины порядка 0.5 мм, а поэтому расстояния d и h медленно осциллируют. При этом угловая амплитуда волны в экспериментальной ячейке еще не превосходит величину $\sim$0.05 рад, максимально регистрируемую в наших экспериментах. Кроме того, амплитуда переменного напряжения, прикладываемого к ячейке, не является малой по сравнению с постоянным напряжением $U_p/U_{dc} = 0.375$. Суммарная максимальная величина $U_p + U_{dc}$ достигает 1100 В на частоте накачки. Таким образом, формула (1.1), справедливая при малых амплитудах волн на заряженной поверхности, в нашем случае только качественно отражает тенденцию к смягчению спектра колебаний. Эта задача требует отдельного рассмотрения.

В формировании сателлитов пика на частоте 12 Гц участвует мода с частотой 2.5 Гц, которая соответствует третьему резонансу ячейки в оцененном электрическом поле.

В экспериментах со сверхтекучим гелием амплитуда переменного напряжения U_p значительно меньше величины постоянного напряжения U_{dc} приложенного между обкладками конденсатора. Судя по угловым отклонениям лазерного луча, амплитуда волн на поверхности гелия также меньше, чем на поверхности жидкого водорода. Поэтому влияние переменного электрического поля и колебаний поверхности на дисперсию поверхностных волн незначительно. Значения низкочастотных пиков 2.3 и 4.3 Гц, оцененные по формуле (1.1), близки к частотам первой и второй резонансной радиальной моды в цилиндрической ячейке. Поэтому можно заключить, что эти пики возникают в результате распада волн с более высокими частотами, например 25.4 Гц $\Rightarrow$ 21.2 Гц + 4.3 Гц, 12.6 Гц $\Rightarrow$ 10.1 Гц + 2.3 Гц.

Отметим особо, что амплитуда пика на частоте 12.6 Гц, который является, по-видимому, результатом взаимодействия мод с частотами 55 и 42.4 Гц, значительно превосходит амплитуду пика на частоте накачки. Оценка показывает, что формирование низкочастотных пиков приводит к перераспределению энергии в системе поверхностных волн: почти 90% энергии поверхностных колебаний сосредоточено в низкочастотной области на частотах, ниже частоты накачки. Эта энергия передается из области накачки в область низких частот в результате процессов распада, в которых участвуют несколько резонансных гармоник. На низких частотах энергия диссипирует в результате вязкого трения жидкости о дно и стенки экспериментальной ячейки.

Результаты проведенных в последние годы компьютерных экспериментов [13, 14] указывают на возможность возникновения одновременно прямого и обратного волновых каскадов при возбуждении колебаний поверхности в ячейках конечных размеров. Правда, в этих расчетах авторы задавались асимптотическими приближениями дисперсионного закона для описания поведения гравитационных $\omega{\sim}k^{1/2}$ и капиллярных $\omega{\sim}k^{3/2}$ волн, что существенно отличается от реальной зависимости $\omega(k)$ в условиях наших измерений (рис. 1). Было бы интересно теоретически исследовать также и динамику установления стационарных спектров при ступенчатом изменении частоты и амплитуды возбуждающей силы.

3.4. Выводы

Экспериментально показано, что выбором дискретности в спектре собственных колебаний поверхности в ячейке определенной геометрии (т. е. выбором граничных условий), а также частоты возбуждающей силы в капиллярно-гравитационной области спектра, можно создать необходимые условия для передачи волновой энергии из области накачки в область как высоких частот (спектр КЗ), так и в низкие частоты. Передача волновой энергии в турбулентном спектре связана с процессами трёх-волнового и четырёх-волнового взаимодействия.

4. Динамика субгармоник в турбулентном спектре

4.1. Временная эволюция спектра поверхностных волн в жидком водороде при ступенчатом повышении амплитуды накачки.

На рис.4.1 показаны результаты динамических измерений в прямоугольной ячейке, где изучали эволюцию спектра мощности отраженного луча P_ω от времени при ступенчатом повышении амплитуды накачки U_p от 120 В до 220 В через 15 с после включения записи.

Частота накачки $f_p = 28.2$ Гц. Видно, что спектр P_ω выходит на стационарное состояние через ≈15 с после переключения напряжения U_p. Кривая f_p описывает зависимость от времени амплитуды пика на частоте $f_p = 28.2$ Гц. В интервале $t = 0 - 15$ с, что соответствует прямому стационарному каскаду капиллярных волн, субгармоники отсутствуют, амплитуда пика на частоте f_p постоянна. В момент $t = 15$ с, когда напряжение U_p скачком повышают до 220 В, амплитуда гармоники на частоте накачки f_p начинает возрастать. В последующие 6 - 7 с амплитуда пика возрастает почти вдвое, а в спектре P_ω с задержкой во времени появляются пики, соответствующие генерации субгармоник на частотах $f_1 = 9.7$ Гц, $f_2 = 18.6$Гц и $f_3 = 0.8$Гц (сплошные кривые; для удобства демонстрации амплитуда волны f_3 умножена на 5). Амплитуды субгармоник f_1 и f_2 достигают максимума с задержкой в 4-5 с относительно положения максимума

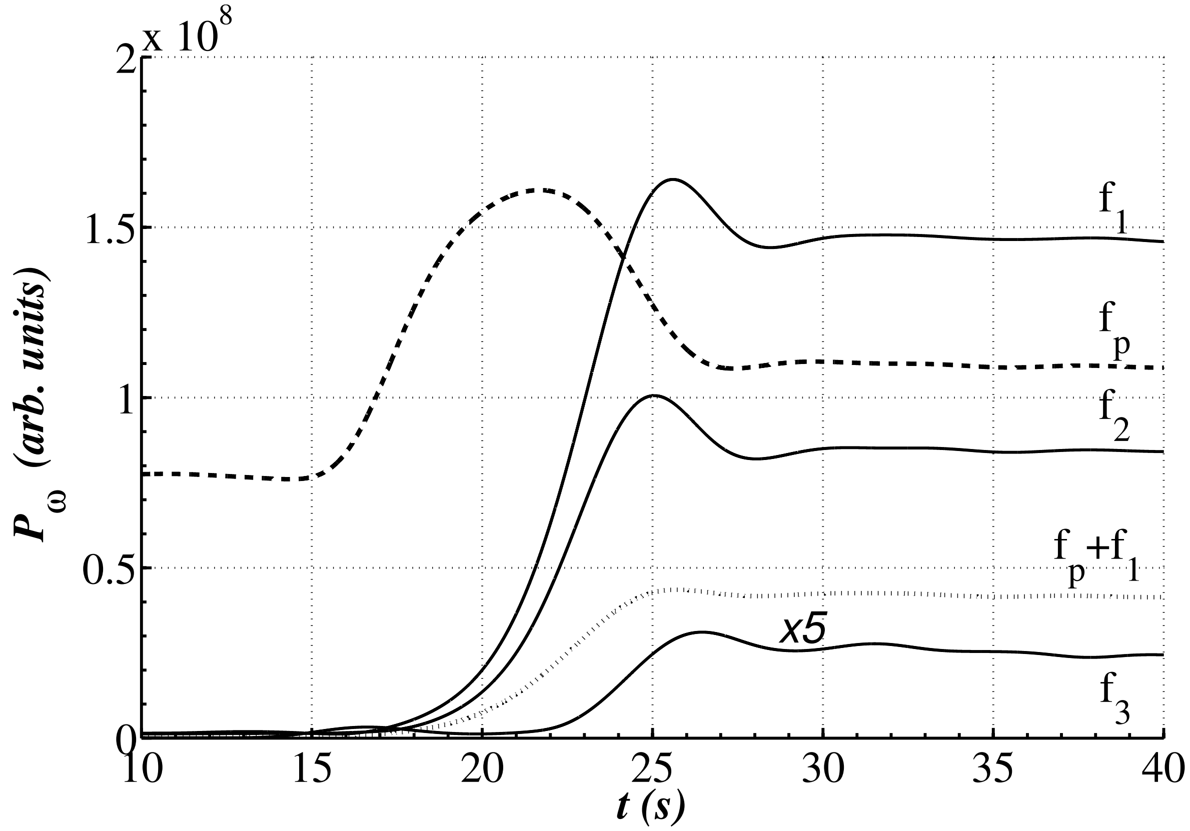


Рис. 4.1. Временная эволюция спектра P_ω при ступенчатом повышении амплитуды накачки U_p от 120 до 220 В через 15 с после начала записи. Частота накачки $f_p = 28.2$ Гц. Кривая f_p – зависимость от времени амплитуды пика на частоте накачки. Сплошные кривые – амплитуды субгармоник $f_1 = 9.7$ Гц, $f_2 = 18.6$ Гц и $f_3 = 0.8$ Гц (амплитуда волны f_3 умножена на 5). Пунктирная кривая – комбинационная частота $f = f_p + f_1 = 37.9$ Гц.

волны на частоте накачки f_p. Время установления стационарного значения амплитуды комбинационной частоты $f = f_p + f_1 = 37.9$ Гц в прямом каскаде (пунктирная кривая) практически совпадает с временем выхода на стационарное значение субгармоники f_1 (сплошная кривая), т. е. как было отмечено выше, комбинационная частота возникает в результате взаимодействия субгармоники f_1 с волной на частоте накачки f_p. Аналогичным образом возрастает амплитуда комбинационной волны на частоте $f_p + f_2$ (на рисунке не показана). Самая низкочастотная гармоника $f_3 = 0.8$ Гц, генерацию которой можно связать с проявлением процесса четырехволнового взаимодействия $f_3 = 2f_1 - f_2$, достигает максимума с задержкой в ≈ 1 с относительно субгармоник f_1 и f_2.

4.2. Распадная неустойчивость гравитационно-капиллярной волны

Рис.4.2 иллюстрирует временную зависимость колебаний поверхности жидкого водорода $P(t)$, возбуждаемых изначально гармонической накачкой на частоте $f_p = 29.4$ Гц при последующем ступенчатом понижении частоты накачки до 28.4 Гц (рис.4.2a). После установления нового стационарного режима частота накачки была увеличенна до исходной ступенчатым образом (рис.4.2b). Амплитуда переменного напряжения накачки составляла $U_p = 247$ В и не менялась при изменении частоты накачки.

Стационарные спектры переменной составляющей мощности отражённого лазерного луча P_ω^2, соответствующие колебаниям поверхности при накачке на частотах $f_p = 28.4$ Гц и $f_p = 29.4$ Гц и амплитуде накачки $U_p = 247$ В, приведены на рис.4.3. Как показал эксперимент, при переклю-

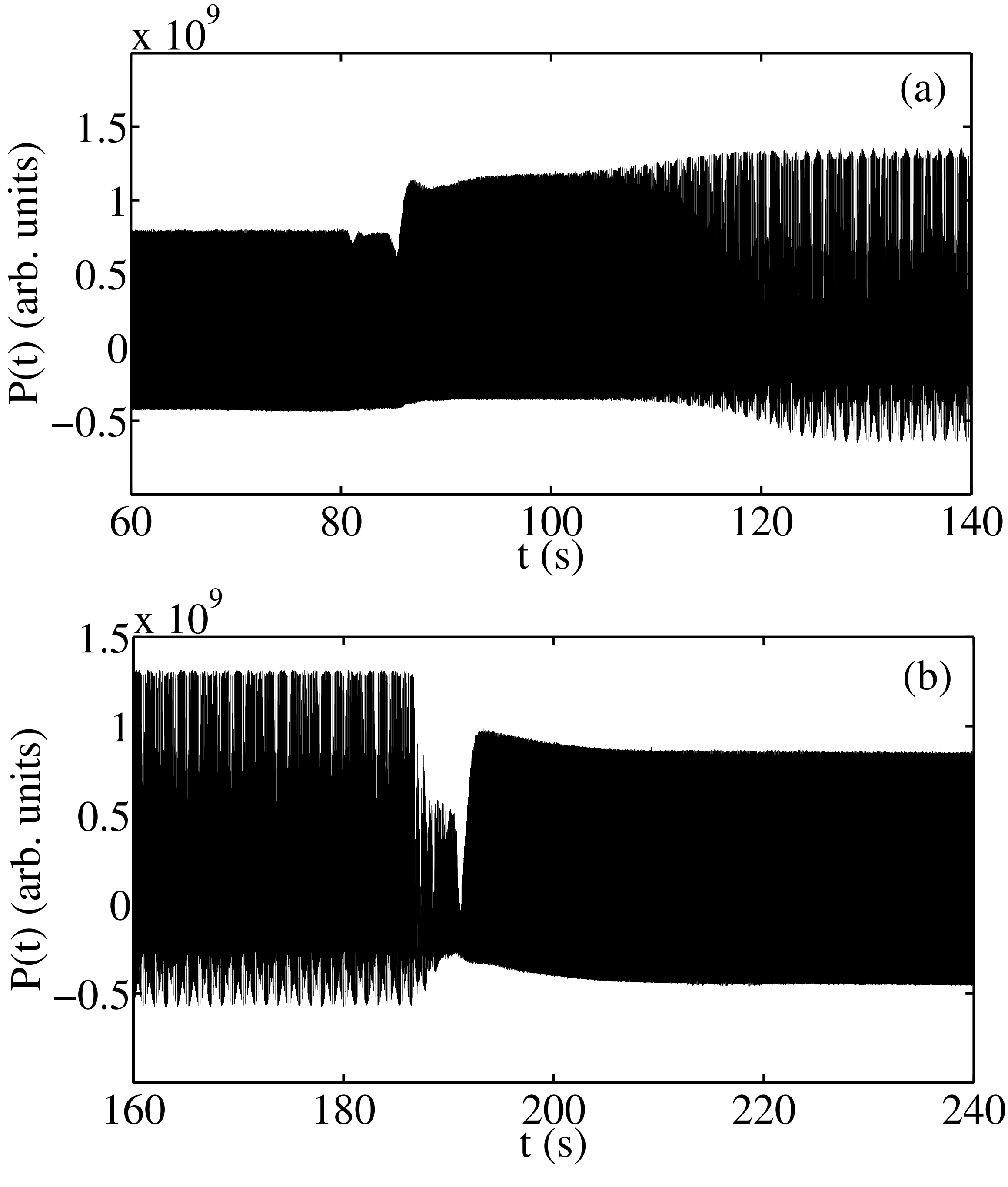


Рис. 4.2. Изменение переменной составляющей мощности отражённого от поверхности жидкости лазерного луча $P(t)$ при ступенчатом понижении частоты накачки f_p с 29.4 до 28.4 Гц на 79-й секунде после начала записи сигнала (a) и последующем ступенчатом повышении частоты накачки до исходного значения на 185-й секунде (b). Амплитуда накачки $U_p = 247$ В.

чении частоты накачки с 29.4 до 28.4 Гц и обратно (рис.4.2) приводимые на рис.4.3 частотные зависимости P_ω^2 хорошо воспроизводятся.

При интенсивной накачке на частоте $f_p = 29.4$ Гц кратные гармоники формируют прямой турбулентный каскад капиллярных волн, частотная зависимость амплитуд пиков на графике P_ω^2 в диапазоне $10^2 - 10^4$ Гц близка к предсказываемой теорией и численным моделированием [15] степенной зависимости $P_\omega^2 \sim \omega^{-21/6}$, реализующейся при узкополосной накачке.

При накачке на частоте $f_p = 28.4$ Гц в стационарном спектре колебаний помимо кратных гармоник наблюдается серия несоизмеримых низкочастотных субгармоник. На графике стрелками указаны пики, которые соответствуют колебаниям на частотах $f_1 = 18.7$ Гц, $f_2 = 9.8$ Гц и $f_3 = 1.0$ Гц. Как было показано в [16], появление субгармоник f_1 и f_2 можно связать с проявлением распадной неустойчивости волны, возбуждаемой на частоте накачки $f_p \Rightarrow f_1 + f_2$, а появление субгармоники f_3 может быть обязано четырёхволновому процессу $f_2 + f_2 \Rightarrow f_1 + f_3$.

Кроме того, нелинейное взаимодействие субгармоник и кратных гармоник приводит к появлению в прямом турбулентном каскаде дополнительных комбинационных гармоник $f = \pm n f_1 \pm m f_2$, ($n, m-$ натуральные числа), которые заполняют в спектре интервалы между кратными гармониками волны на частоты накачки.

Динамика нарастания и затухания амплитуд субгармоник $P_\omega(t)$ в переходном режиме при переключении накачки с одной частоты на другую показана на рис.4.4. Из рис.4.4a,b видно, что при изменении частоты накачки с 29.4 на 28.4 Гц на 79-й секунде от начала записи сигнала амплитуды субгармоник f_1 и f_2 растут экспоненциально со временем $P_\omega(t) \sim \exp(\Gamma t)$

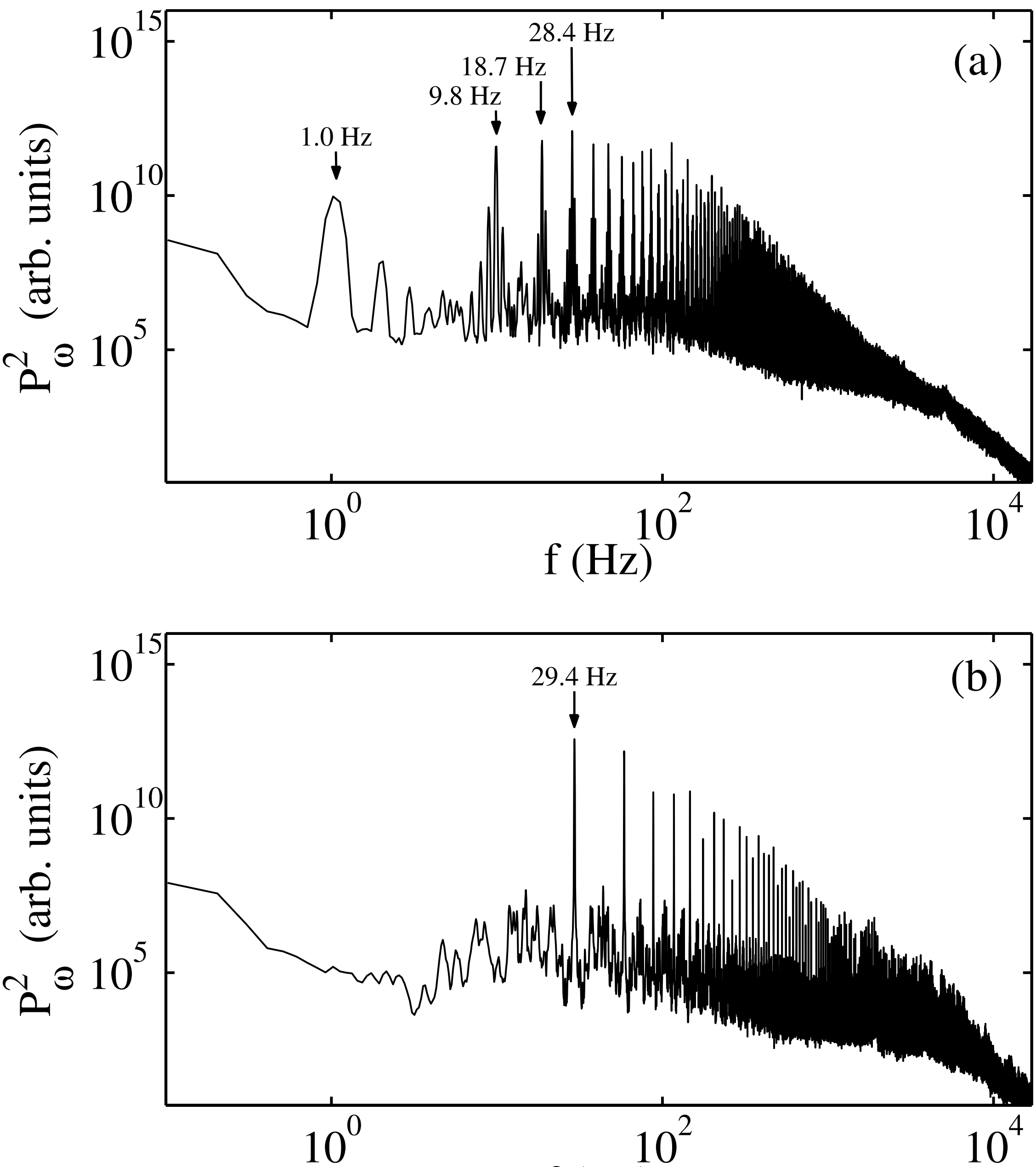
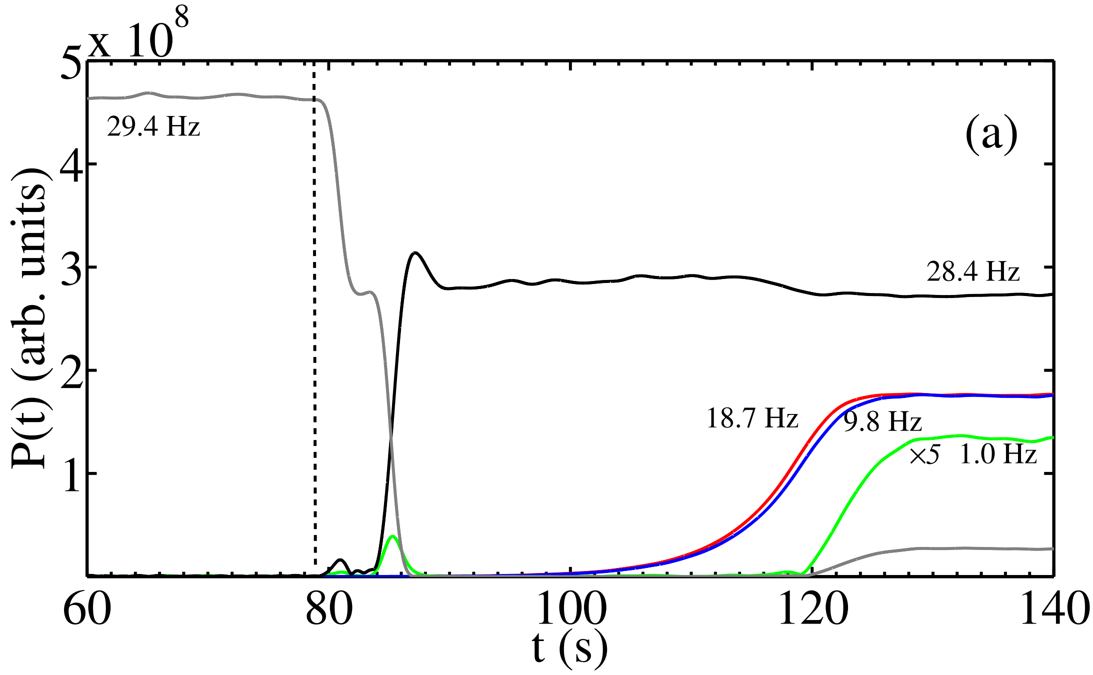


Рис. 4.3. Стационарные спектры колебаний поверхности P_ω^2. a) Частота накачки $f_p = 28.4\,$Гц. b) Частота накачки $f_p = 29.4\,$Гц. Стрелками указано положение пиков, соответствующих гармонике на частоте накачки f_p, и субгармоникам $f_1 = 18.7\,$Гц, $f_2 = 9.8\,$Гц, и $f_3 = 1.0\,$Гц.



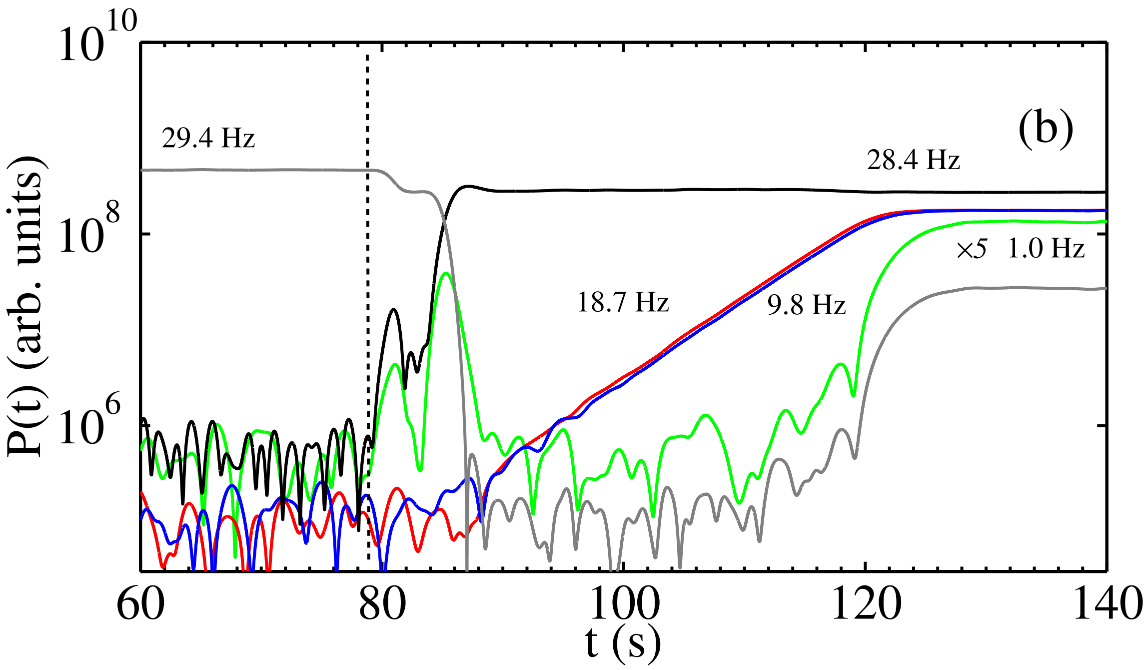


Рис. 4.4. Временные зависимости амплитуд гармоник P_ω при ступенчатом изменении частоты накачки с 29.4 на 28.4 Гц в линейных (a) и полулогарифмических координатах (b). Амплитуда субгармоники $f_3 = 1.0$ Гц увеличена в пять раз для наглядности. Вертикальная пунктирная прямая отмечает момент изменения частоты накачки. Характерные времена нарастания субгармоник $f_1 = 18.7$ Гц и $f_2 = 9.8$ Гц составляют 5.2 с и 5.1 с.

и достигают максимума с задержкой в десятки секунд по сравнению с волнами на частоте накачки и их гармониками в прямом капиллярном каскаде. Времена нарастания субгармоник Γ^{-1}, полученные аппроксимацией графиков на рис.4.4 составляют 5.2 с для f_1 и 5.1 с для f_2. Подобным же образом ведут себя амплитуды комбинационных частот в прямом каскаде, что подтверждает природу их появления - нелинейное взаимодействие субгармоник f_1, f_2 с волной, возбуждаемой на частоте накачки и её кратными гармониками.

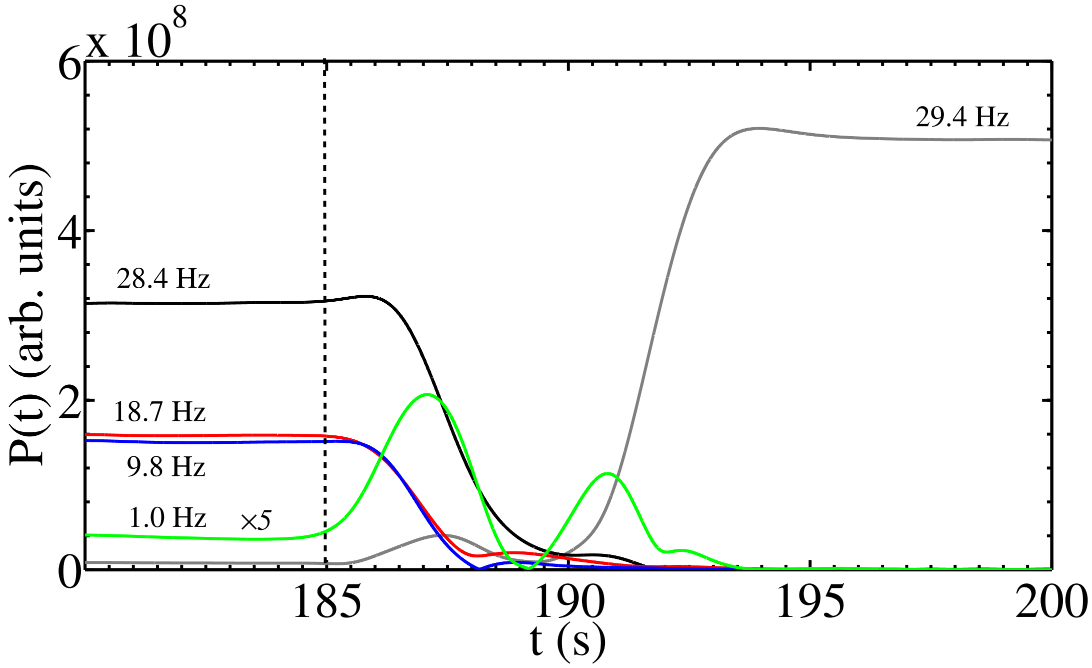


Рис. 4.5. Временные зависимости амплитуд гармоник $P(t)$ при ступенчатом изменении частоты накачки с 28.4 на 29.4 Гц. Амплитуда субгармоники $f_3 = 1.0$ Гц увеличена в пять раз для наглядности. Вертикальная прямая отмечает момент изменения частоты накачки. Характерные времена затухания субгармоник $f_1 = 18.7$ Гц и $f_2 = 9.8$ Гц составляют 1.4 с и 1.6 с соответственно.

Затухание субгармоник f_1 и f_2 после переключение частоты накачки на исходную на 185-й секунде от начала записи сигнала также происходит по экспоненциальному закону $P_\omega(t) \sim \exp(-\gamma t)$, при этом характерное время затухания субгармоник $\gamma_1^{-1} = 1.4\,$с и $\gamma_2^{-1} = 1.6\,$с сравнимо с временем затухания волны на частоте накачки $f_p = 28.4\,$Гц.

4.3. Обсуждение результатов

Как видно из приведенных рисунков, в переходном режиме после понижения частоты накачки с 29.4 Гц до 28.4 Гц характерные времена нарастания амплитуд субгармоник и комбинационных волн и время установления стационарного режима колебаний поверхности заметно превосходят время затухания этих же волн после ступенчатого повышения частоты накачки до исходной 29.4 Гц. Аналогичные зависимости наблюдались при накачке на других резонансных частотах колебаний поверхности жидкого водорода в экспериментальной ячейке в диапазоне $14 - 30\,$Гц.

Можно предположить, что основную роль в затухании поверхностных волн играют вязкие потери при движении жидкости в сосуде конечных размеров. На рис. 4.6 приведена расчетная зависимость времени затухания от частоты волны. Полные потери обусловлены суммой вкладов объемного затухания $\tau_\nu^{-1} = 2\nu k^2$ (график 1) и трения жидкости о дно и стенки сосуда шириной a и глубиной h [17] (график 2):

$$\tau_S^{-1} = \frac{a + 2h}{2\sqrt{2}ah}\sqrt{\nu\omega}, \tag{4.1}$$

где $\nu = 2.6 \times 10^{-7}\,$м^2/с– кинематическая вязкость жидкого водорода, k– волновое число, рассчитанное из закона дисперсии гравитационно-капиллярных волн на заряженной поверхности жидкости в постоянном электрическом поле. Формула (4.1) была выведена в [17] в предположении, что длина волны больше глубины сосуда, поэтому она справедлива только для низкочастотных волн в нашей ячейке при $\omega/2\pi < 15\,\text{Гц}$. Как видно из рис. 4.6 экспериментальные данные неплохо согласуются с расчетными значениями времени вязкого затухания $\tau = 1/(\tau_\nu^{-1} + \tau_S^{-1})$. Заметим, что основной вклад в затухание волн вносит трение о дно и стенки сосуда.

По найденным из эксперимента значениям декремента затухания субгармоник $\gamma_{1,2}$ и инкремента их нарастания $\Gamma_{1,2}$ можно оценить время и коэффициент нелинейного взаимодействия волн. Как видно из рис. 4.5а амплитуда гармоники на частоте накачки во время возрастания амплитуд субгармоник приблизительно остается постоянной. В таком случае при распаде этой волны амплитуды субгармоник должны нарастать по экспоненциальному закону $b_{1,2} \sim \exp(\Gamma t)$, и инкремент распадной неустойчивости Γ определяется выражением [18]

$$2\Gamma = -(\gamma_1 + \gamma_2) + \sqrt{B + \sqrt{B^2 + 2(\Delta\gamma\Delta\omega)^2}},$$

где

$$2B \equiv 4|Vb_p|^2 + (\Delta\gamma)^2 - (\Delta\omega)^2,$$

$$\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2, \qquad \Delta\omega = \omega_1 + \omega_2 - \omega_p,$$

V– коэффициент нелинейного взаимодействия волн, b_p– угловая амплитуда волны на частоте накачки. Учитывая, что $\gamma_1 \approx \gamma_2$, и полагая $\Delta\omega \approx 0$, получим для инкремента неустойчивости

$$\Gamma = Vb_p - \gamma. \tag{4.2}$$

Слагаемое Vb_p здесь можно рассматривать как обратное нелинейное

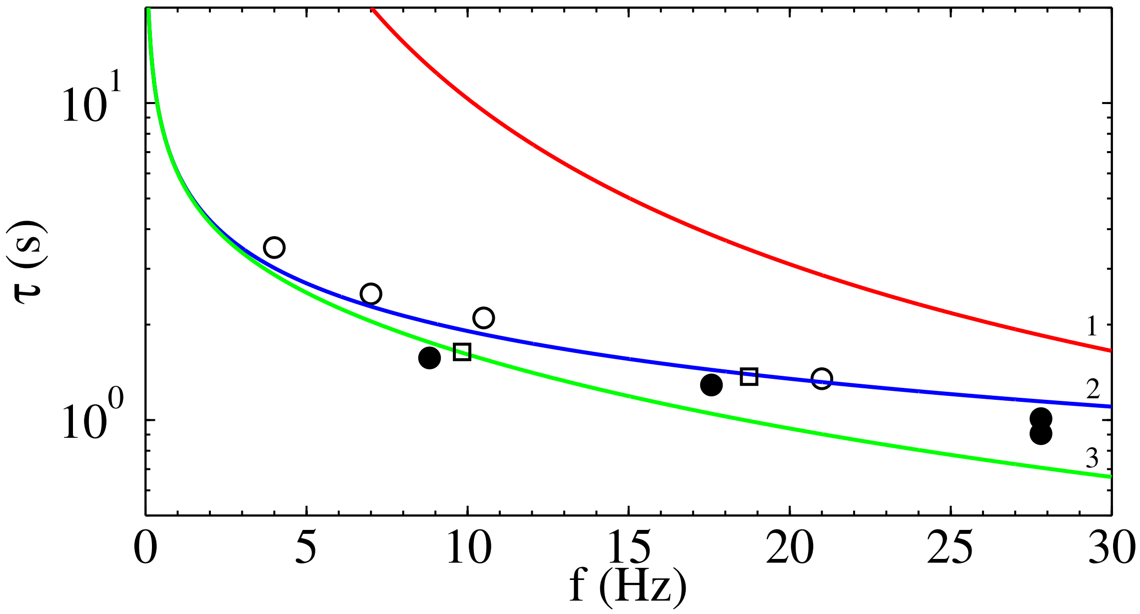


Рис. 4.6. Частотная зависимость времени затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкого водорода в прямоугольной ячейке. Расчетные кривые: 1- затухание за счет вязких потерь в объёме τ_ν, 2 - вклад трения жидкости о дно и стенки ячейки τ_S, 3 - полное время затухания волн $\tau = 1/(\tau_\nu^{-1} + \tau_S^{-1})$. Эксперимент: квадраты - значения времени затухания субгармоник f_1 и f_2. Для сравнения приведены значения времени затухания волн на поверхности жидкого водорода в цилиндрической ячейке диаметром 60 мм и глубиной 6 мм (открытые кружки) и в ячейке диаметром 30 мм и глубиной 3 мм (темные кружки) по данным измерений [19]

время τ_{nl} трёхволнового процесса $f_p \Rightarrow f_1 + f_2$. Подставляя в выражение (4.2) $\Gamma = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2 \approx 0.19\,\text{с}^{-1}$ и $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2 \approx 0.67\,\text{с}^{-1}$, получим: $Vb_p \approx 0.86\,\text{с}^{-1}$, и нелинейное время $\tau_{nl} = (Vb_p)^{-1} \approx 1.2\,\text{с}$, т. е. в условиях нашего эксперимента нелинейное время взаимодействия волн несколько меньше времени их вязкого затухания.

Оцениваемая по экспериментальным данным угловая амплитуда волны b_p на частоте накачки $f_p = 28.4\,\text{Гц}$ приблизительно равна 0.01 рад, отсюда можно оценить, что коэффициент нелинейного взаимодействия волн $V \simeq 86\,\text{с}^{-1}$, что неплохо согласуется теоретической оценкой значения этого коэффициента $V \sim \sigma^{1/2}\rho^{-1/2}k^{3/2} \sim 180\,\text{с}^{-1}$ [5] для капиллярных волн на поверхности жидкого водорода, рассчитаной по известным значениям вязкости и плотности жидкости.

4.4. Выводы

Показано, что возбуждение нескольких несоизмеримых по частоте субгармоник происходит при определённом подборе частоты накачки и амплитуде накачки выше некоторой. По результатам измерений удалось оценить значение коэффициента трёх-волнового взаимодействия в системе гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкого водорода в прямоугольной ячейке.

5. Формирование динамического максимума в турбулентном спектре

5.1. Наблюдение динамического максимума в турбулентном каскаде на поверхности жидкого водорода

В этой главе приведены результаты наблюдений накопления энергии вблизи высокочастотного края инерционного интервала в турбулентном спектре капиллярных волн на поверхности жидкого водорода при гармонической накачке. Этот эффект проявляется в виде локального максимума в спектре парной корреляционной функции P_ω^2. Это динамическое явление, которое можно наблюдать при изучении перестройки турбулентного каскада, обусловленной генерацией низкочастотных волн, ниже частоты накачки. В принципе, турбулентное распределение может отличаться от простой степенной зависимости (см. Введение). Одна из возможных причин подобного отклонения может быть связана с дискретностью спектра поверхностных возбуждений жидкости в сосуде конечных размеров, что приводит к накоплению энергии на некоторых резонансных модах вблизи высокочастотного края инерционного интервала [20].

Данные измерения проводились в цилиндрической медной ячейке внуренним диаметром 60 мм и глубиной 4 мм. Управляющий плоский электрод был установлен на высоте 4 мм над поверхностью ячейки. Колебания поверхности жидкого водорода возбуждались на частоте 58.6 Гц соответствующей 15–ой радиальной моде резонатора. На рис.5.1 представлен спектр колебаний P_ω^2, измеренный через 2 с после включения накачки на частоте 58.6 Гц. Ширина временного окна при записи спектра составляла 0.3 с. Прямая соответствует степенной зависимости $\sim\omega^{-2.5}$. На рисунке видны низкочастотная субгармоника на частоте $\omega_0/2$ Гц и прямой турбулентный каскад капиллярных волн на частотах вплоть до 10 кГц. Распределение P_ω^2 на частотах свыше 200 Гц может быть описанно степенной зависимостью с показателем степени -2.5, близким к предсказаниям теории для широкополосной накачки. Время появления низкочастотных гармоник в спектре P_ω^2 зависит от амплитуды сигнала накачки и может варироваться от нескольких секунд до нескольких минут от момента включения накачки. Взаимодействие субгармоники с волной на частоте накачки приводит к появлению в прямом каскаде комбинационных волн, что ближе к случаю широкополосной накачки.

На рис.5.2 четко видно появление со временем максимума в турбулентном спектре P_ω^2 вблизи высокочастотного края инерционного интервала. Амплитуда субгармоники на частоте $\omega_0/2$ Гц ещё не достигла максимума, однако её появление влияет на распределение P_ω^2 в области частот от 100 Гц до 1 кГц. Показатель степени (наклон прямой, описывающий частотное распределение P_ω^2) изменяется от -2.5 до -4.1. Выше одного килогерца, в диапозоне от 1 кГц до 10 кГц показатель степени близок к -2.5.

В диапазоне от 10 до 20 кГц в распределении P_ω^2 здесь четко прорисовывается локальный максимум. Амплитуда максимум в несколько раз выше амплитуды соседних гармоник. На частотах свыше 14 кГц турбу-

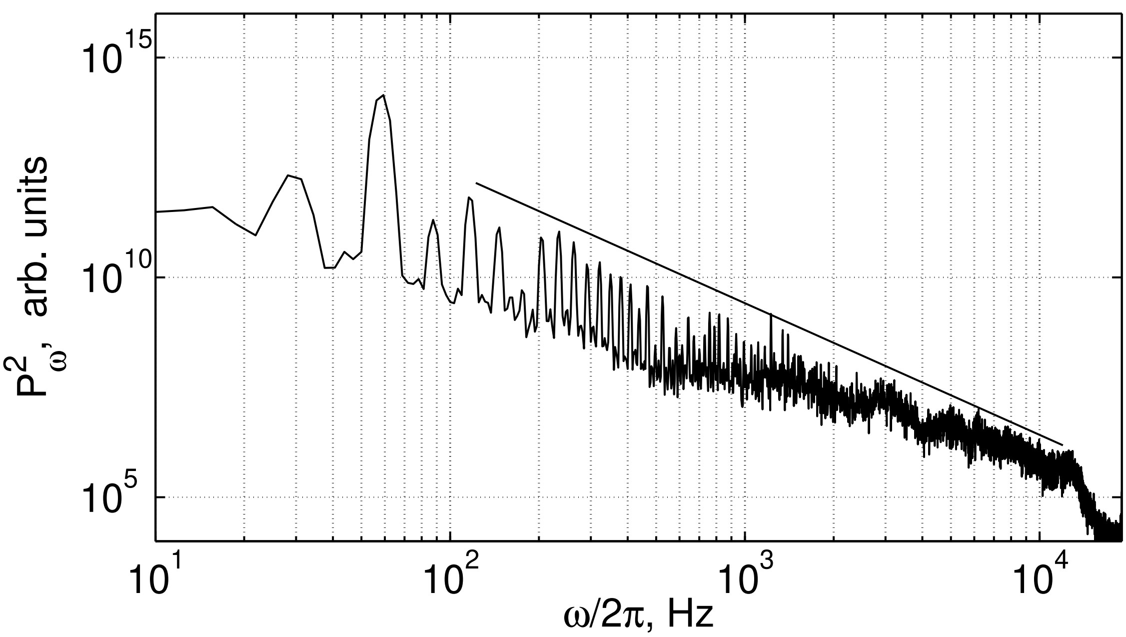


Рис. 5.1. Спектр, измеренный через 2 с после включения монохроматической накачки на частоте 58.6 Гц. Прямая соответствует степенной зависимости $\sim\omega^{-2.5}$.

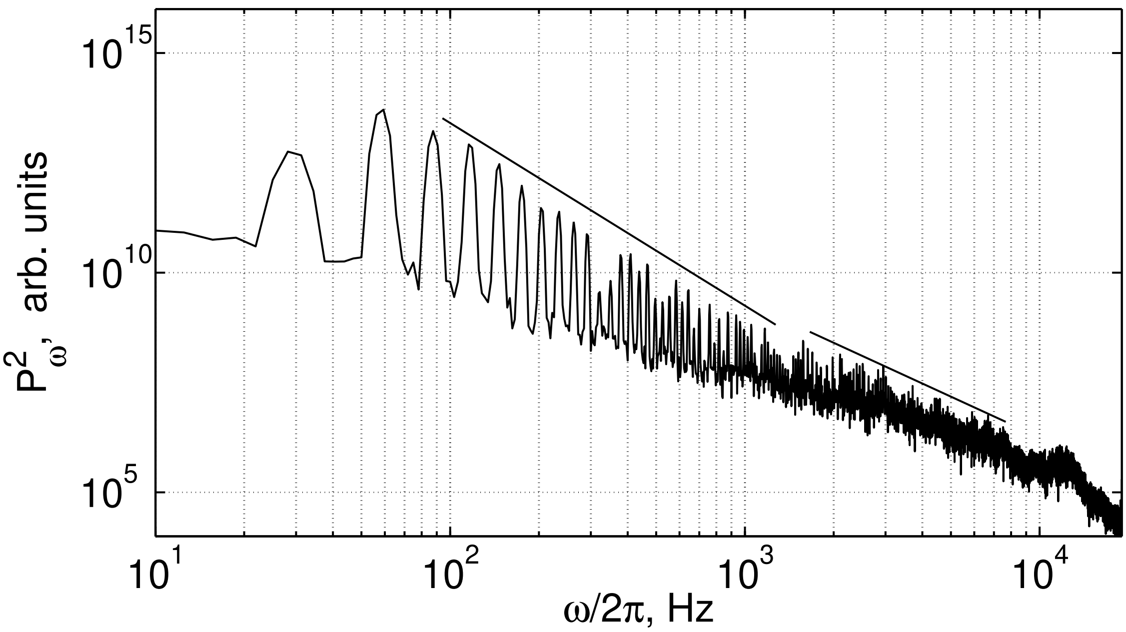


Рис. 5.2. Спектр, измеренный через 5 с после включения накачки на частоте 58.6 Гц. Прямые линии соответствуют степенной зависимости $\sim\omega^{-4.1}$ и $\sim\omega^{-2.5}$.

лентный каскад быстро затухает, по-видимому, в силу вязких потерь. Заметим, что в процессе эволюции турбулентного каскада положение локального максимума не изменяется.

На рис.5.3 приведен спектр P_ω^2 зарегистрированный через 30 с после включения накачки. Три пика на частотах $\omega_0/2$, ω_0, $\omega_0 + \omega_0/2$, которые доминируют в низкочастотной области спектра, в данном случае играют роль широкополосной накачки, хотя возбуждающее внешнее поле приложено на той же частоте ω_0. Турбулентный каскад в диапазоне от 0.1 до 20 кГц может быть описан единым степенным законам с показателем степени близким к -2.8. Видно, что со временем локальный экстремум на высоких частотах исчезает, инерционный интервал расширяется до 20 кГц и перекрывает ранее наблюдавщуюся область диссипативного затухания.

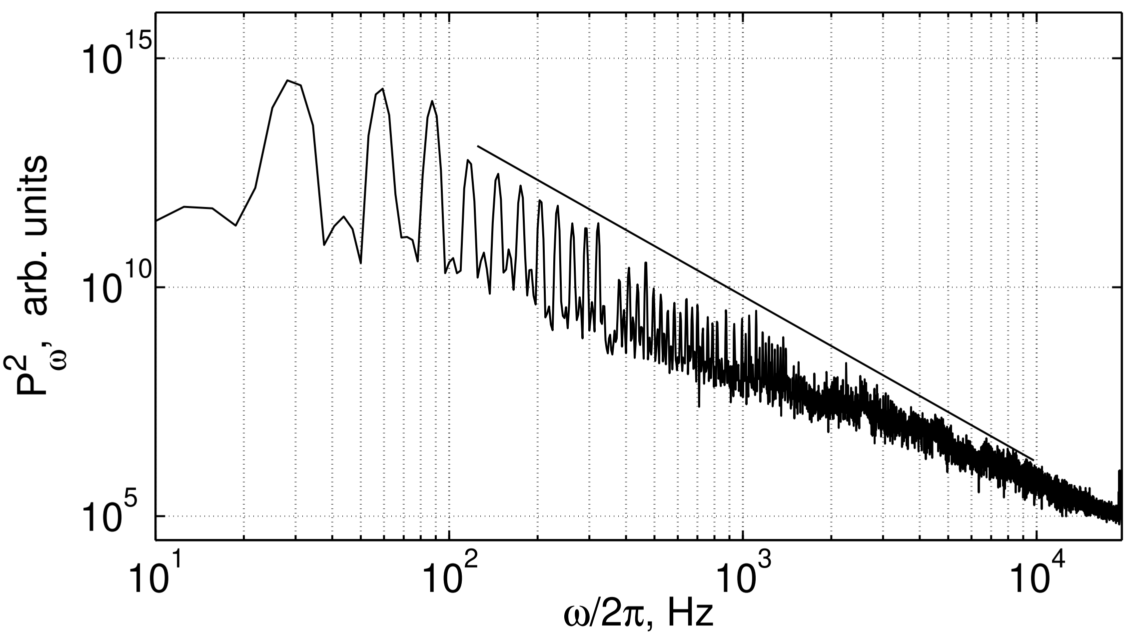


Рис. 5.3. Спектр, измеренный через 30 с после включения накачки на частоте 58.6 Гц. Прямая соответствует степенной зависимости $\sim\omega^{-2.8}$.

Эволюция во времени амплитуд пиков на частоте накачки ω_0 и частотах $\omega_0/2$, $\omega_0 + \omega_0/2$ показана на рис.5.4. Амплитуда волны на частоте накачки вначале уменьшается почти втрое в течение 9 с с момента включения накачки, затем начинает возрастать и после 15–ой с почти в 1.5 раза превосходит начальную амплитуду. В тех же временных интервалах амплитуда субгармоники на частоте $\omega_0/2$ плавно возрастает. Амплитуда волны на частоте $\omega_0 + \omega_0/2$, которая появляется одновременно с появлением субгармоники, плавно возрастает в первые 15 с, а затем практически не изменяется. Вертикальные прямые линии указывают временной интервал, где на спектрах P_ω^2 наблюдается локальный максимум. Следует подчеркнуть, что локальный максимум на распределении P_ω^2 наблюдается только на начальном этапе, где амплитуда гармоники на частоте накачки монотонно убывает, в то время как амплитуда субгармоники монотонно возрастает.

На рис.5.5 показанно изменение со временем амплитуд пиков на частотах 15 и 23 кГц с момента включения. Пик на частоте 15 кГц находится в середине дисипативного интервала, а пик на частоте 23 кГц расположен на краю этого интервала. Видно, что пик на частоте 15 кГц возрастает почти втрое, затем уменьщается почти вдвое и далее не зависит от времени. В отличие от него амплитуда пика на частоте 23 кГц практически не зависит от времени, т. е. нечуствительна к включению накачки.

5.2. Обсуждение результатов

Представленные спектры капиллярной турбулентности были полученны возбуждением осцилирующий поверхности внешней гармонической силой. Хотя спектр собственных частот колебаний поверхности в сосуде конечных размеров дискретный, при частотах выше нескольких килогерц

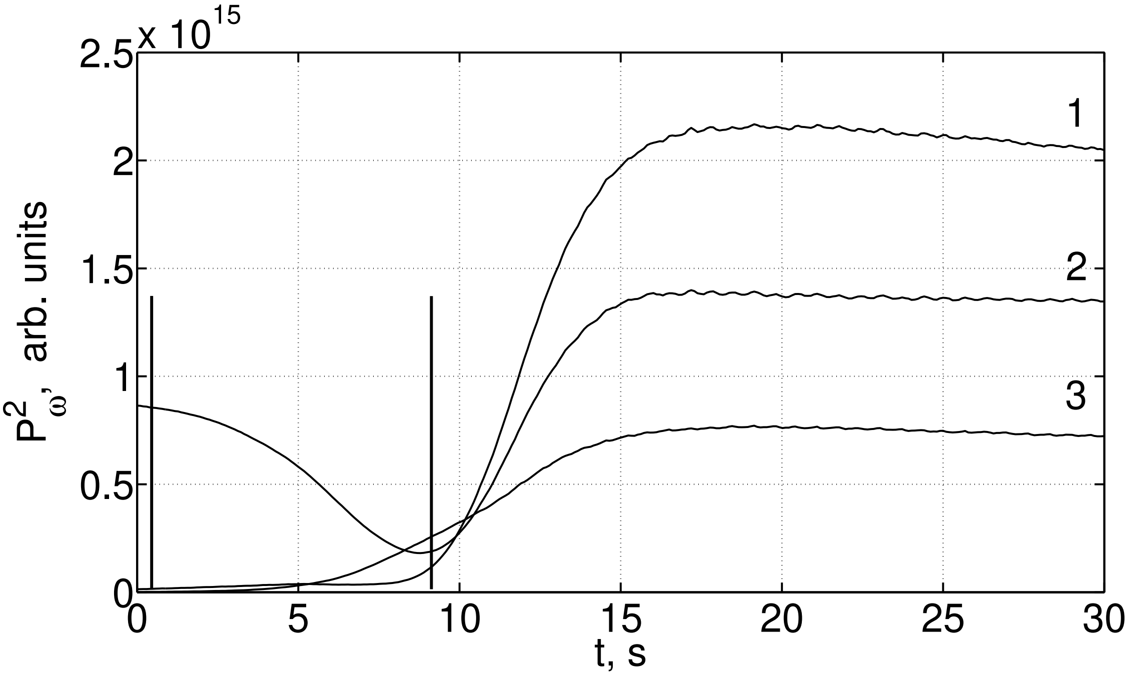


Рис. 5.4. Временная зависимость амплитуд первых трёх гармоник в распределении P_ω^2: кривая 1–частота $\omega_0/2$, кривая 2–частота ω_0, кривая 3–частота $\omega_0+\omega_0/2$. Накачка на частоте $\omega_0/2\pi = 58.6$ Гц. Вертикальные линии указывают временной интервал, где на спектрах P_ω^2 может наблюдаться локальный максимум.

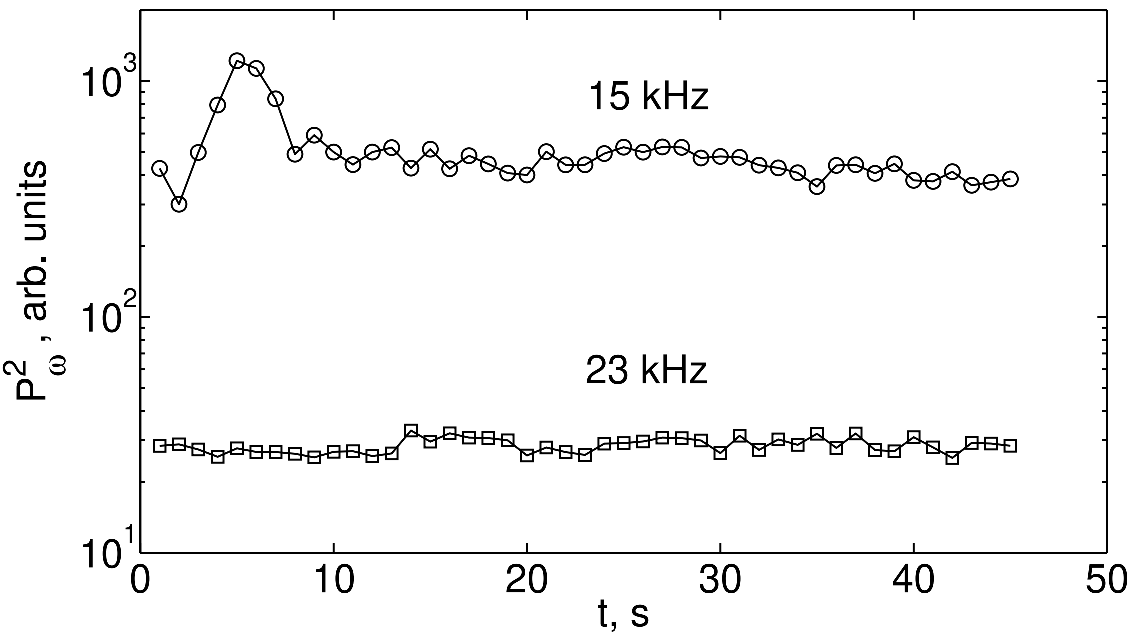


Рис. 5.5. Временная зависимость амплитуд гармоник на частотах 15 и 23 кГц.

его можно рассматривать как квазинепрерывный вследствие вязкого уширения собственных мод. Когда колебания поверхности возбуждаются монохроматической накачкой, формирующийся прямой турбулентный каскад состоит из гармоник кратных частоте накачки и продолжается более двух декад. Появление субгармоники на половинной частоте приводит к перестройке каскада и сопровождается формированием локального максимума в распределении P_ω^2 вблизи высокочастотного края инерционного интервала. Однако этот максимум наблюдается только в течение нескольких секунд и полностью исчезает до того, как турбулентный каскад выходит на новое стационарное значение. Время существования локального максимума совпадает со временем уменьшения амплитуды гармоники на частоте накачки и нарастания амплитуды субгармоники и комбинационных гармоник (рис.5.4).

Наблюдаемое явление не может быть связанно с возникновением узкого горла вследствие расстройки между частотами собственных мод резонатора и спектром гармоник в прямом турбулентном каскаде в дискретных системах. Это препятствовало бы транспорту волновой энергии в сторону высоких частот, как в случае экспериментов со сверхтекучим гелием [21], поскольку выше 4 кГц спектр собственных колебаний поверхности жидкого водорода в нашей ячейки квазинепрерывный. Влияние дискретности на турбулентное распределение в системах волн на поверхности жидкого водорода было изучено ранее в [22, 23].

Формирование динамического локального максимума в турбулентном каскаде может быть связано с возникновением узкого горла, обусловленнго вязким затуханием волн в высокочастотной области. Как было показано ранее [9], конечная скорость диссипации приводит к увеличению амплитуды волн в инерционном интервале. Накопление энергии вблизи высокочастотного края инерционного интервала вызывается уменьшением потока энергии вследствие низких чисел заполнения в диссипативной области. Анологичный подход может быть использован для описания динамического локального максимума. Отметим, что локальный максимум наблюдается во время интенсивной потери энергии главной гармоникой (рис.5.5), при этом главная гармоника теряет около 90% своей начальной энергии в течение первых 5 с. При постоянной накачке внешней силой эти потери энергии могут быть связаны с нелинейным транспортом энергии в растущие субгармоники и в комбинационные гармоники в прямом каскаде. За счёт нелинейного взаимодействия волн энергия передаётся в более высокие частоты в область диссипации, где и начинает действовать механизм узкого горла. Задержка во времени между нарастанием амплитуды субгармоники на половинной частоте и появлением локального максимума на высоких частотах позволяет оценить скорость распространения локального возмущения по турбулентному каскаду как $d\omega/dt{\sim}\omega/t{\sim}10^4$ Гц/с.

Таким образом можно констатировать, что в данных исследованиях экспериментально обнаружен новый динамический эффект, обусловленный влиянием дискретности спектра и вязкости жидкого водорода в рабочей ячейке – накопление энергии вблизи высокочастотной границы инерционного интервала турбулентного спектра вследствие затруднения передачи потока энергии в диссипативную область – эффект узкого горла.

5.3. Выводы

Обнаружен новый динамический эффект – накопление волновой энергии вблизи высокочастотной границы инерционного интервала турбулентного спектра, вследствие затруднения передачи потока энергии в диссипативную область - эффект узкого горла, обусловленный влиянием дискретности спектра и вязкости жидкого водорода в рабочей ячейке.

6. Неустойчивость свободной поверхности сверхтекучего He-II, индуцированная постоянным потоком тепла в объёме

6.1. Введение

В данной главе представлены результаты исследований динамической неустойчивости на поверхности сверхтекучего He II, индуцированной относительным движением (противотоком) нормальной и сверхтекучей компонент, которое возникает под действием стационарного теплового потока в объеме жидкости. Теория этого явления была впервые подробно рассмотрена Коршуновым [24, 25]. Аналогичный подход был использован Андерссоном и др. [26], при исследованиях неустойчивости сверхтекучей нейтронной жидкости на поверхности нейтронных звезд. Эта неустойчивость подобна хорошо известной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (КГ), которая возникает на границе двух обычных несмешивающихся жидкостей или плотных газов, движущихся с различными скоростями (Ландау, [27]).

Ранее в работах (Blaauwgeers et al [28], Volovik [29]) исследовалась неустойчивость КГ на границах между двумя фазами сверхтекучего ^{3} He, а в работе (Kagan [30]) неустойчивость КГ на атомно-шероховатой поверхности раздела между твердым и жидким гелием. Интерес к постановке данных исследований связан с тем, что в нашем случае неустойчивость на поверхности жидкости возникает под действием противотока нормальной и сверхтекучей компонент в объеме He II, которые *расположены по одну сторону от границы раздела.* Неустойчивость возникает, когда скорость противотока достигает некоторого порогового уровня. В работе [24] Коршуновым был проведен теоретический анализ в рамках двухжидкостной модели Ландау для сверхтекучего гелия [27] в предположении, что вязкость сверхтекучей жидкости равна нулю. Однако, в последующих работах Воловик [29], а позднее Коршунов [25] и Андерссон [26] показали, что учет конечного значения вязкости He-II существенно снижает порог неустойчивости. Отметим сразу, что при сравнении результатов этих теоретических расчетов с экспериментом следует учитывать, что все вышеперечисленные теории пренебрегают сильной нелинейностью поверхностных волн и волн второго звука в He-II. Более того, эти теории не учитывают возможность развития вихревой турбулентности в объеме He-II как в сверхчекучей так и в нормальной компонентах жидкости при высоких скоростях противотока (больших тепловых потоках) [31].

Неустойчивость в сверхтекучем He-II, обусловленная относительным движением сверхтекучей и нормальной компонент, является, пожалуй, одним из самых простых и ясных случаев. Постоянный противоток нормальной и сверхтекучей компонент под поверхностью жидкости можно поддерживать стационарным тепловым потоком в объеме сверхтекучего He-II, используя резистивный нагреватель. Исследования волновой неустойчивости на свободной поверхности He-II при наличии стационарного противотока могут дать представление об этом явлении и уточнить теоретические предсказания.

6.2. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца свободной поверхности сверхтекучего He-II - предсказания теории Коршунова [24, 25]

Напомним, что мы рассматриваем случай - He-II в замкнутом контейнере конечных размеров при этом предполагается, что перенос массы отсутствует, т. е. $j = \rho_n v_n + \rho_s v_s$ =0, и скорость противотока w внутри He-II определяется плотностью теплового потока Q/Σ, излучаемого резистивным нагревателем. При этом предполагается, что площадь поверхности нагревателя Σ совпадает с поперечным сечением прямоугольного контейнера, Q - мощность выделяемая нагревателем внутри He-II, так что плотность теплового потока равняется Q/Σ, и нормальная и сверхтекучая компоненты движутся внутри жидкости навстречу друг другу параллельно свободной поверхности He-II. Абсолютное значение скорости противотока

$$|w| = |v_n| + |v_s| = |v_n|\rho/\rho_s \tag{6.1}$$

где ρ_n, v_n и ρ_s, v_s - плотность и скорость нормальной и сверхтекучей компонент, полная плотность жидкости $\rho = \rho_n + \rho_s$. Следуя Ландау [27], можно записать, что скорость движения нормальной компоненты в He-II направленного от нагревателя

$$v_n = (Q/\Sigma)/(\rho S T) \tag{6.2}$$

где S энтропия на единицу массы. Относительное движение нормальной и сверхтекучей компонент внутри жидкости должно приводить к появлению дополнительного давления под поверхностью жидкости

$$\Delta p = 1/2(\rho_n v_n^2 + \rho_s v_s^2) \tag{6.3}$$

которое можно записать как

$$\Delta p = 1/2(\rho/\rho_s)(Q/\Sigma\rho ST)^2 \tag{6.4}$$

При плотности теплового потока выше некоторого порогового значения $(Q/\Sigma)_{thr}$ изначально плоская свободная поверхность ^{4}He теряет устойчивость.

В первой работе [24] автор пренебрегает влиянием вязкости сверхтекучей жидкости и предполагает, что коэффициент вязкости равен нулю $\eta = 0$. В рамках бездиссипативного двухжидкостного описания, в предположении, что скорость переноса массы внутри жидкости в контейнере равна нулю, дисперсионное соотношение для волн, возбуждаемых на поверхности, следует записать как

$$\omega^2 = gk + (\sigma/\rho)k^3 - (v_n k)^2(\rho_n/\rho_s) \tag{6.5}$$

где σ поверхностное натяжение, а k волновой вектор волны на поверхности. Как видно из (6.5), с увеличением v_n (или плотности теплового потока (6.2)) частота волн на поверхности должна уменьшаться (смягчение закона дисперсии), и при достаточно большом Q, когда правая часть уравнения становится отрицательной, поверхность становится неустойчивой. Волновая неустойчивость свободной поверхности начинает развиваться на критическом волновом векторе

$$k_c = (\rho g/\sigma)^{1/2} \tag{6.6}$$

который равен $k_c \approx 21\ cm^{-1}$ при $T = 1.8\ K$. Отметим что в области температур $T = 1.2 - 2\ K$ можно пренебречь зависимостью плотности и поверхностного натяжения от температуры и полагать что $\rho \approx 0.14\ g/cm^3$ и $\sigma \approx 0.3\ dyn/cm$ [32]. Таким образом в первом приближении k_c также не зависит от температуры.

Для удобства воспользовавшись (6.1), мы можем переписать (6.5) в несколько иной форме

$$\omega^2 = gk + (\sigma/\rho)k^3 - (wk)^2(\rho_n\rho_s/\rho^2) \tag{6.7}$$

Из уравнений (6.5-6.7) видно, что корни с положительными и отрицательными мнимыми частями (последнее соответствует нарастанию возмущений) существуют только в том случае, когда абсолютная величина скорости противотока w превосходит критическую скорость w_{c0}, которая определяется выражением

$$w_{c0}^2 = 2(\rho^3 g\sigma)^{1/2}/(\rho_n\rho_s), \tag{6.8}$$

причем нестабильность развивается на том же волновом векторе $k_c = (\rho g/\sigma)^{1/2}$ (6.6). Мы ввели обозначение w_{c0} чтобы подчеркнуть, что она соответствует приближению нулевой вязкости $\eta = 0$

Для любого конечного $\eta > 0$ дисперсионные соотношения (6.5, 6.7), нужно модифицировать, чтобы учесть конечную диссипацию в объеме (в соответствии с уравнением (12) в [25]). Более общее дисперсионное соотношение для вязкого сверхтекучего He II включает вещественную и мнимую части. Как показано в [25], один из корней этого модифицированного дисперсионного уравнения пересекает вещественную ось уже тогда, когда сумма

$$S(k) = gk + (\sigma\rho)k^3 - (wk)^2(\rho_s/\rho) \tag{6.9}$$

становится равной нулю. В этом случае значение критической скорости w_c задается формулой

$$w_c^2 = 2(\rho g/\sigma)^{1/2}/\rho_s = w_{c0}^2(\rho_n/\rho) \tag{6.10}$$

Отметим, что эта пороговая скорость w_c ниже w_{c0} в $(\rho/\rho_n)^{1/2}$ раз, хотя волновой вектор, соответствующий началу неустойчивости, остается равным k_c (6.6). Учитывая, что $v_n = (Q/\Sigma)/\rho ST$ и поток массы в объеме жидкости равен нулю, значение пороговой плотности теплового потока $(Q/\Sigma)_{thr}$, необходимой для развития неустойчивости на свободной поверхности He-II, можно записать в виде

$$(Q/\Sigma)_{thr} \geq ST(2k_c\sigma\rho_s) \tag{6.11}$$

где S и ρ_s сильно зависят от температуры, а поверхностное натяжение σ и критический волновой вектор k_c слабо зависят от T в диапазоне $T = 1.2 - 2.0\ K$. Используя значения ρ_n, ρ_s, удельной энтропии и поверхностного натяжения, приведенные в [32] мы оценили, что значение порогового теплового потока должно быть $(Q/\Sigma)_{thr} \geq 1.8\ W/cm^2$ при $T = 2.0\ K$, $\geq 0.6\ W/cm^2$ при $T = 1.8\ K$ и $\geq 0.15\ W/cm^2$ при $T = 1.3\ K$. Для сравнения укажем, что в экспериментах [33, 34], где впервые сообщали о наблюдениях неустойчивости на поверхности He II, вызванной тепловым потоком в He-II, давление в объеме в основном создавалось стоячими волнами второго звука, возбуждаемыми переменным тепловым потоком. По нашим оценкам, пороговая плотность теплового потока в слое жидкости под поверхностью нагревателя составляла $\geq 0.25\ W/cm^2$ при $T = 1.8\ K$.

6.3. Экспериментальные наблюдения неустойчивости свободной поверхности сверхтекучего He-II, индуцированной постоянным потоком тепла в объёме

6.3.1. Результаты предыдуших исследований неустойчивости поверхности, вызванной тепловым потоком внутри сверхтекучего He-II в ячейке с непроницаемыми боковыми стенками

В опубликованной ранее работе Абдурахимова и др [35] авторы попытались воспроизвести результаты наблюдений поверхностных структур, о которых впервые сообщалось в статьях Ольсена и др. [33, 34, 36]: возникновение неустойчивости на поверхности при возбуждении стоячих волн второго звука большой амплитуды в вертикально ориентированном цилиндрическом резонаторе, заполненом He-II. В наблюдениях Ольсена было установленно, что деформация поверхности в основном связана с постоянной составляющей дополнительного давления под поверхностью, которое индуцировалось в объеме стоячей волной второго звука (см. выражение (6.3)).

Известно, что прямое преобразование низкочастотных волн второго звука (менее нескольких кГц) в поверхностную волну невозможно из-за сильной разницы в законах дисперсии: кривые $\omega(k)$ могут пересекаться только на высоких частотах - выше 10^8 Hz. Поэтому поверхностные волны, которые наблюдались в экспериментах Ольсена, могли бы генерироваться только за счет каких-либо параметрических возбуждений. Теоретические расчеты взаимодействия второго звука с поверхностью были выполнены Халатниковым и др. [37, 38, 39].

В экспериментах Ольсена возникающие при малых тепловых потоках пространственно-периодические поверхностные структуры были неподвижными, а высота поверхностной волны была пропорциональна полному тепловому потоку. С повышением уровня возбуждения форма поверхностных волн откланялась от синусоидальной. При дальнейшем повышении плотности теплового потока выше некоторого критического значения происходил переход к новой волновой структуре с удвоенным волновым числом (возникало множество гармонических колебаний). А при самых больших тепловых потоках возникали хаотические колебания.

В [34] было высказано предположение, что наблюдаемые явления можно попытаться рассматривать, как проявление неравновесного фазового перехода в системе капиллярных волн. Однако физическая природа возникновения и развития неустойчивости на поверхности He II в резонаторе так и осталась невыясненной. Для этого требовались дополнительные экспериментальные и теоретические исследования.

Как было показано впоследствии в работах Коршунова, [24, 25] одной из причин возникновения неустойчивости на поверхности He II могло быть возникновение дополнительного давления под поверхностью при скорости противотока нормальной и сверхтекучей компонент в объёме выше некоторой критической (квантовый аналог известной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца). Попытка воспроизвести наблюдения Ольсена и др., по крайней мере качественно, но при различных граничных условиях была предпринята в работе Абдурахимова и др. [35]. Результаты последующих наших измерений приведены в работе [40]. В диссертационную работу эти результаты не включены.

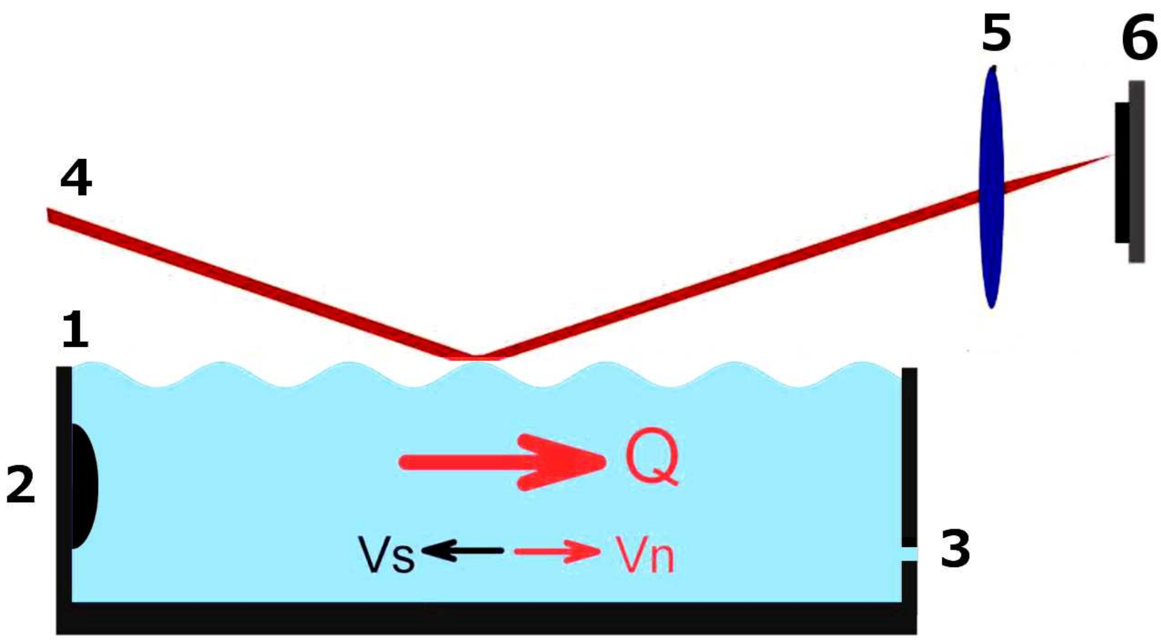


Рис. 6.1. Схема нашего эксперимента обсуждаемого ниже в параграфе 6.2.3: 1 - прямоугольный контейнер, расположенный в ванне с He II; 2 - резистивный нагреватель; 3 - отверстия в боковых стенках; 4 - лазерный луч; 5 - линза и 6 - фотоприемник

Методика эксперимента в работе Абдурахимова, отличается от показанной на рис.6.1 тем, что в их работе измерения проводили в прозрачном плексигласовом контейнере с *непроницаемыми стенками*. Прямоугольный контейнер 1 был помещен в оптическую ячейку с He II, которая была установленна в вакуумной полости геливого криостата (на чертеже не показана). Ячейка была установлена на медном стержне –холодопроводе, который соединял ее с гелиевой полостью оптического криостата. Температуру жидкости в криостате можно было понижать до 1.3 K откачкой паров жидкого гелия. Контейнер внутренними размерами 30×24 mm и глубиной 5 mm был изготовлен из плексигласа. Ячейку заполняли сверхтекучим He-II, при этом уровень жидкости в оптической ячейке совпадал с верхним краем контейнера, так чтобы во время измерений объём He-II в контейнера оставался постоянным. Для создания теплового потока на боковой стенке контейнера был установлен пленочный нагреватель площадью $\Sigma = 1.2\ cm^2$.

Колебания поверхности регистрировали по вариациям мощности отраженного лазерного луча. Методы регистрации и обработки результатов измерений аналогичны описанным выше в Главе 2.

В экспериментах Абдурахимова и др. изучали эволюцию спектра поверхностных колебаний в прямоугольном контейнере с *непроницаемыми боковыми стеннками* при $T = 1.8\ K$ при увеличении плотности постоянного или переменного теплового потока. В соответствии с результатами [33, 36, 34] в этой работе было установлено, что возникновение поверхностных колебаний в основном определяется дополнительным давлением, создавемым тепловым потоком в объеме He-II. Экспериментальные результаты, описанные в [33, 36, 34] и [35] ясно показали, что наличие постоянного теплового потока выше некоторого порога приводит к развитию неустойчивости на поверхности He-II.

Следует указать что геометрия экспериментов (граничные условия) и направление теплового потока в работах [35] и [33, 36, 34] сильно отличаются друг от друга и от рассмотренных в теории [24, 25], где предполагается наличие постоянного потока нормальной компоненты, направленного параллельно свободной поверхности сверхтекучего He-II. В отличиие от теории в экспериментах [35] тепловой поток, излучаемый нагревателем 2 (Рис. 6.1) передавался во внешнюю гелиевую ванну по пленке, покрывающей боковые стенки контейнера, а также из-за переконденсации паров He с поверхности He-II в контейнере на поверхность жидкости окружающей контейнер в оптической ячейке. Поэтому было трудно ожидать, что численные оценки критических тепловых потоков в этих измерениях будут совпадать с предсказаниями теории [25]. Важнее отметить другое - качественное согласие результатов наблюдений в работах [35] и [33, 36, 34]: **a)** - при малых тепловых потоках возникаюшие на поверхности пространственно-периодические структуры неподвижны; **b)** - при более высоких потоках на неподвижной поверхности наблюдается множество гармоник, и **c)** - при тепловых потоках выше некоторого порогового на поверхности возникают хаотические колебания.

Например, в экспериментах Абдурахимова и др. [35] было обнаруженно, что при малых тепловых потоках (постоянный или переменный поток тепла от нагревателя), $Q/\Sigma{<}6{\cdot}10^{-4}\ W/cm^2$ при $T = 1.8\ K$, включение нагревателя практически не повлияло на характер низкочастотных поверхностных колебаний, обусловленных механическими шумами (например, колебаниями здания). При тепловых потоках выше $6{\cdot}10^{-4}\ W/cm^2$ характер колебаний заметно менялся, что могло быть связанно со смягчением закона дисперсии поверхностных волн с увеличением скорости нормальной компоненты в соответствии с уравнениями (6.3) и (6.5). Это соответствует переходу от случая **a)** к **b)**. Поэтому авторы [35] предложили считать поток $6{\cdot}10^{-4}\ W/cm^2$ критическим. Эта величена на три порядка ниже значения теплового порогового потока, предсказанного теорией [25], необходимого для развития неустойчивости на поверхности He-II. Одной из причин столь сильных различий может быть существенная разница в граничных условиях, которые предполагались в теории [25] и имели место быть в реальных экспериментах [33, 36, 34] и [35]. Например, в экспериментах Абдурахимова и др. [35] скорость нормальной компоненты v_n вблизи стенок была во много раз выше, чем в объеме контейнера, и поверхностная неустойчивость могла первоначально возникать вблизи краев стенок.

6.3.2. Неустойчивость свободной поверхности He-II, индуцированная стационарным тепловым потоком в объёме жидкости в контейнере с проницаемыми боковыми стенками

Представленные в данном разделе измерения проводились в прямоугольном контейнере 1 линейными размерами $24{\times}29\ mm^2$ и глубиной $5\ mm$, показаном на рис.6.1. В отличие от контейнера, использованного в работе [35], на каждой из боковох стенок были просверлены по три отверстия диаметром $2\ mm$ с центрами $\sim$2.5 mm от дна ячейки (как схематически показано на рис. 6.1), которые позволяли отводить поток тепла из контейнера во внешнюю гелиевую ванну. При этом полный объём жидкости оставался неизменным (при включении нагревателя 2 уровень жидкости в ячейке оставался постоянным поскольку поток нормальной компоненты из контейнера компенсировался встречным потоком сверхчекучей компоненты).

Малоинерционный резистивный нагреватель 2 был плотно прикреплен к одной из этих стенок. Нагреватель был изготовлен из стандартного резистора (МЛТ - 0.5 $k\Omega$, 0.25 W). Специально для эксперимента одна половина длинного керамического цилиндра диаметром 2 mm, покрытого тонкой металлической пленкой, была удалена, а затем плоская задняя сторона резистора была приклеена к стенке, так что она практически перекрывала соседние отверстия. Резистор был подключен к внешнему источнику постоянного напряжения. Чтобы устранить возможность появления ударных волн (скачков температуры [41, 42]) в сверхтекучем He-II при включении / выключении постоянного напряжения, в выходной линии источника был установлен специальный фильтр высоких частот, так что характерное время нарастания напряжения на нагреватели составляло $\sim$0.1 s. Сопротивление нагревателя было $R = 1\ k\Omega$, суммарная площадь резистивной пленки $\Sigma \approx 0.3\ cm^2$. Таким образом, плотность установившегося теплового потока, излучаемого нагревателем в объём жидкости, была равна

$$Q/\Sigma = U^2/(R\Sigma) \approx 3 \cdot 10^{-3} U^2\ W/cm^2 \tag{6.12}$$

где U –напряжение, приложенное к нагревателю.

Постоянный тепловой поток от нагревателя 2 был направлен к противоположной стенке контейнера, а затем через отверстия 3 отводился в наружную геливую ванну, окружающую контейнер. Таким образом, граничные условия для теплового потока в данном эксперименте были намного ближе к принятым в теории по сравнению с предыдущими экспериментами [35, 33, 36, 34].

На рис.6.2 показан пример эволюции формы поверхностных колебаний $P(t)$ при возбуждении теплового потока в объеме прямоугольными электрическими импульсами, приложенными к нагревателю в He-II. Длительность импульса составляла $\tau = 1$ s, амплитуды импульса напряжения U, приложенного к нагревателю, варьировались в диапазоне от 2 до 22 V. Интервал между двумя импульсами превышал 10 s.

Колебания поверхности жидкости при $U = 0$ (кривая 1 на рис. 6.3) это – низкочастотные колебания, которые возникают вследствие вибрации установки в целом из-за колебаний здания (фоновый шум).

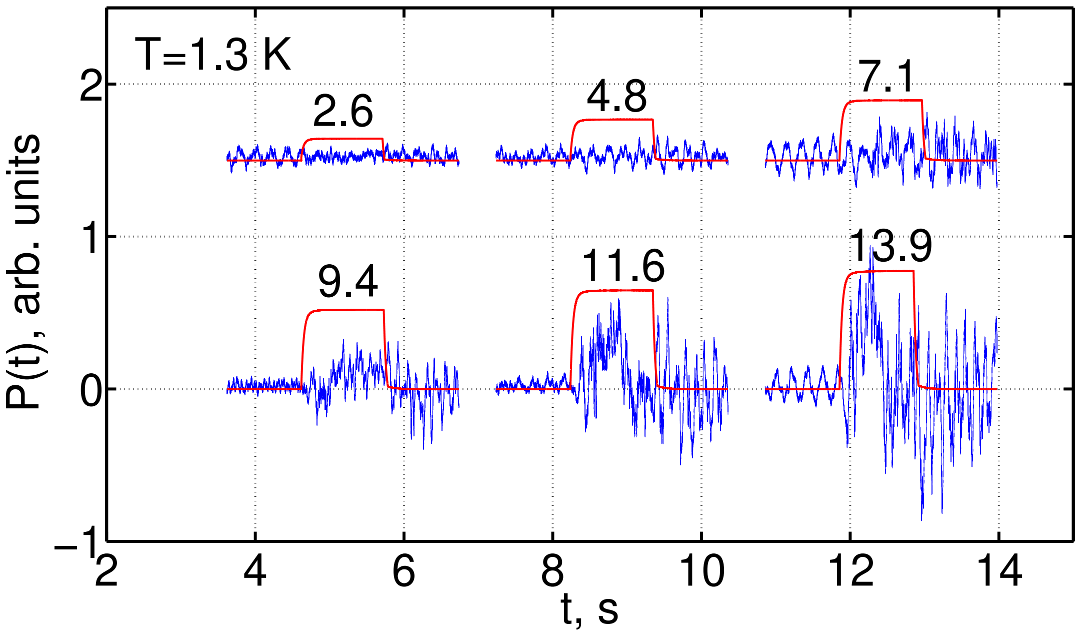


Рис. 6.2. Эволюция формы колебаний поверхности жидкости $P(t)$ под действием прямоугольных тепловых импульсов, распространяющихся в объеме He-II от нагревателя. Температура жидкости $T = 1.3$ K; длительность импульса $\tau = 1$ s. Цифры над прямоугольниками указывают амплитуды приложенных электрических импульсов U V.

Эти колебания можно рассматривать как механическое широкополос-

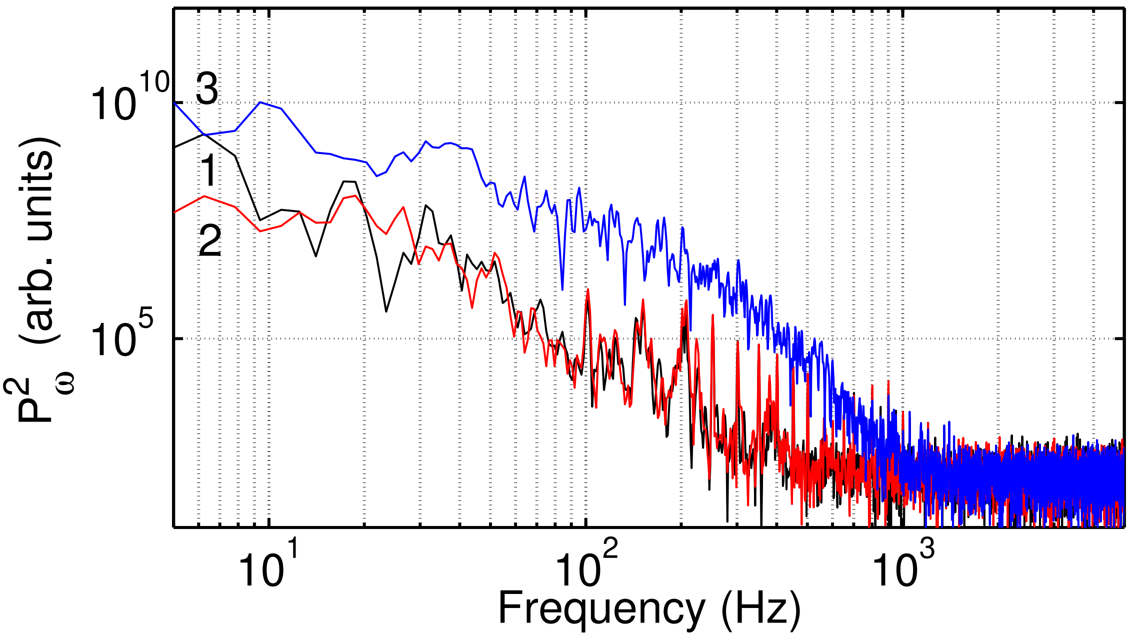


Рис. 6.3. Частотное распределение мощности отраженного от поверхности лазерного луча P^2_ω. Кривая 1 соответствует шумовым колебаниям поверхности (фон) при $U = 0$, которые были зарегистрированы перед включением импульса. Кривые 2 и 3 описывают эволюцию частотного распределения P^2_ω с повышением амплитуды прямоугольных электрических импульсов длительностью в 1 s от $U = 2.6$ до 11.6 V, соответственно. Температура ванны $T = 1.3$ K

ное шумовое возбуждение в диапазоне частот $1-10\ Hz$. Отметим, что в этом случае нормальная и сверхтекучая компоненты движутся синхроно под действием сил тяжести и поверхностного натяжения. Как видно из рис. 6.2 при повышении напряжения U выше некоторого (выше $U = 4.8\ V$ при $T = 1.3\ K$) амплитуда колебаний поверхности быстро возрастает, и при U выше некоторого порогового напряжения (выше $7\ V$, на рис.6.2) осцилляци поверхности становится хаотическими.

Спектр колебаний поверхности P_ω^2, представленный на рис.6.3, показывает, что с повышением плотности излучаемого теплового потока Q/Σ от $\sim$20 до $\sim$600 mW/cm^2 (кривая 3 на рис.6.3) амплитуды колебаний поверхности в диапазоне частот от $\sim$1 до $\sim$600 Hz возрастают более чем на два порядка. Наблюдаемый рост амплитуды колебаний поверхности не может быть связано с пленочным кипением жидкости вблизи поверхности нагревателя при больших тепловых потоках, так как из наших наблюдений следует, что при $T = 1.3\ K$ кипение He-II вблизи поверхности нагревателя возникает при потоках выше 800 mW/cm^2, а при повышении температуры до 1.95 K кипение возникает при 1500 mW/cm^2. Таким образом, возникновение поверхностных колебаний можно объяснить развитием неустойчивости плоской поверхности He-II, индуцированный стационарным потоком тепла под поверхностью.

В диапазоне частот $10^2 - 10^3\ Hz$ спектр колебаний поверхности P_ω^2 (Рис.6.3) выглядит аналогично спектру капиллярных волн в прямом турбулентном каскаде, который наблюдался в экспериментах [?], при изучений волновой турбулентности на заряженной поверхности He-II.

В соответствии с предсказаниями теории [25, 26, 27], вблизи порогового значения скорости противотока нормальной и сверткучей компонент характерное время развития неустойчивости на поверхности должно сильно уменьшаться с увеличением плотности теплового потока выше порогового значения. Это существенно ограничивало точность определения порога в экспериментах с прямоугольными тепловыми импульсами длительностью в 1 s. Из графиков на рис. 6.2 можно сделать вывод, что при $T = 1.3\ K$, например, порог, выше которого поверхность становится неустойчивой, лежит в диапазоне между 100 и 150 mW/cm^2.

Теория [25] не может предсказать спектр пространственных и временных колебаний при тепловом потоке выше порога, хотя авторы [26] связывают эти поверхностные колебания с генерацией акустических возбуждений.

Рис. 6.4 отображает изменения в колебаниях поверхности при фиксированной амплитуде электрических импульсов $U = 11.6\ V$ ($Q/\Sigma = 400\ mW/cm^2$), с повышением температуры He-II с 1.33 до 1.95 K. Видно, что характерное время нарастания неустойчивости на поверхности жидкости при плотности потока выше порога составляет порядка нескольких десятых секунды, и это время растет с ростом температуры жидкости от 1.33 до 1.60 K. При тех же условиях время затухания колебаний может достигать нескольких секунд после выключения источника тепла (две верхние кривые на рис.6.4). Из графиков Рис. 6.4 также следует, что при фиксированной плотности теплового потока $Q/\Sigma = 400\ mW/cm^2$ и длительности импульса $\tau = 1\ s$ колебания поверхности становятся хаотическими при температурах ниже 1.6 K. При дальнейшем нагреве жидкости выше этой температуры переход к хаотическим колебаниям не возникает. Также очевидно, что величина порогового теплового потока увеличивается с повышением температуры жидкости.

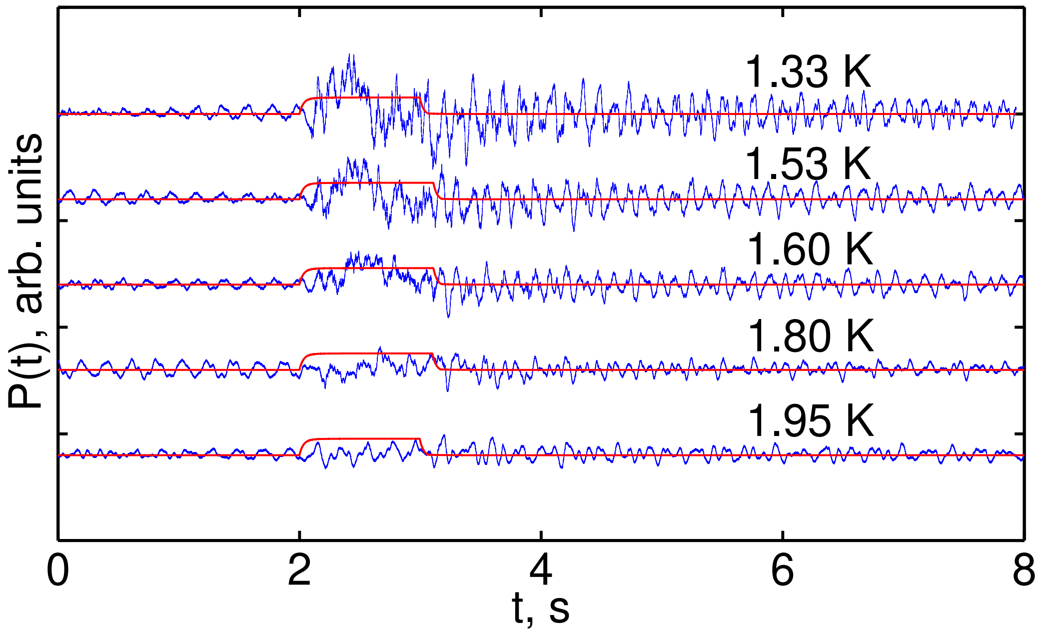


Рис. 6.4. Эволюция формы и амплитуды колебаний поверхности с увеличением температуры He-II. Длительность тепловых импульсов $\tau = 1$ s, амплитуда $U = 11.6$ V

Мы попытались точнее оценить пороговые значения теплового потока при разных температурах, используя относительно длинные треугольные импульсы напряжения длительностью $\tau = 5$ с, и $\tau = 10$ с. Некоторые из результатов измерений представлены на рис.6.5a-d. Показана эволюция формы поверхностных колебаний со временем под действием тепловых импульсов при температурах $T = 1.3$ (a, c) и 1.8 K (b, d). Длительность треугольных импульсов напряжения составляет 5 s (верхняя строка) и 10 s (нижняя строка). Амплитуда импульса составляет 14 V. Распределение частот в спектре мощности P_ω^2 поверхностных колебаний, генерируемых треугольными импульсами длительностью 10 s при $T = 1.3$ и 1.8 K, представлено на рис.6.6. Нижние темные кривые соответствуют фоновым осцилляциям, зарегистрированным в пределах 10 s, непосредственно перед включением электрического импульса. Верхние кривые показывают эволюцию распределения частот под действием теплового потока. Видно, что, как и в случае прямоугольных тепловых импульсов, спектры мощности P_ω^2, показанные на рис.6.6 в диапазоне частот $10^2 - 10^3$ Hz очень похожи на спектры мощности капиллярных волн в прямом турбулентном каскаде, которые мы наблюдали ранее при изучении турбулентных явлений на заряженной поверхности He-II [23] при высоком уровне волновых возбуждений.

Чтобы определить момент возникновения неустойчивости на поверхности жидкости с увеличением плотности теплового потока, мы воспользовались следующей процедурой. Поскольку на результаты измерений поверхностных колебаний $P(t)$, индуцированных тепловым потоком, накладываются низкочастотные фоновые колебания, чтобы определить порог неустойчивости в экспериментах с треугольными импульсами напряжения, мы сначала выделили гармонику на частоте 20 Hz из диаграммы $P(t)$, показанной на рис. 6.5. Дальнейшее преобразование состояло в том, чтобы найти огибающую гармоники. Точка пересечения огибающей с осью времени указывала момент развития неустойчивости. Эта гармоника была выбрана в качестве маркера неустойчивости, поскольку она присутствует в спектре Фурье и лежит в области перехода от гравитационных волн к капиллярным. Амплитуда гармоники быстро растет со временем при потоках тепла выше порога.

На рис.6.7 представлен пример оценки порогового напряжения U_{thr} (отсюда рассчитывается и пороговая плотность теплового потока), соот-

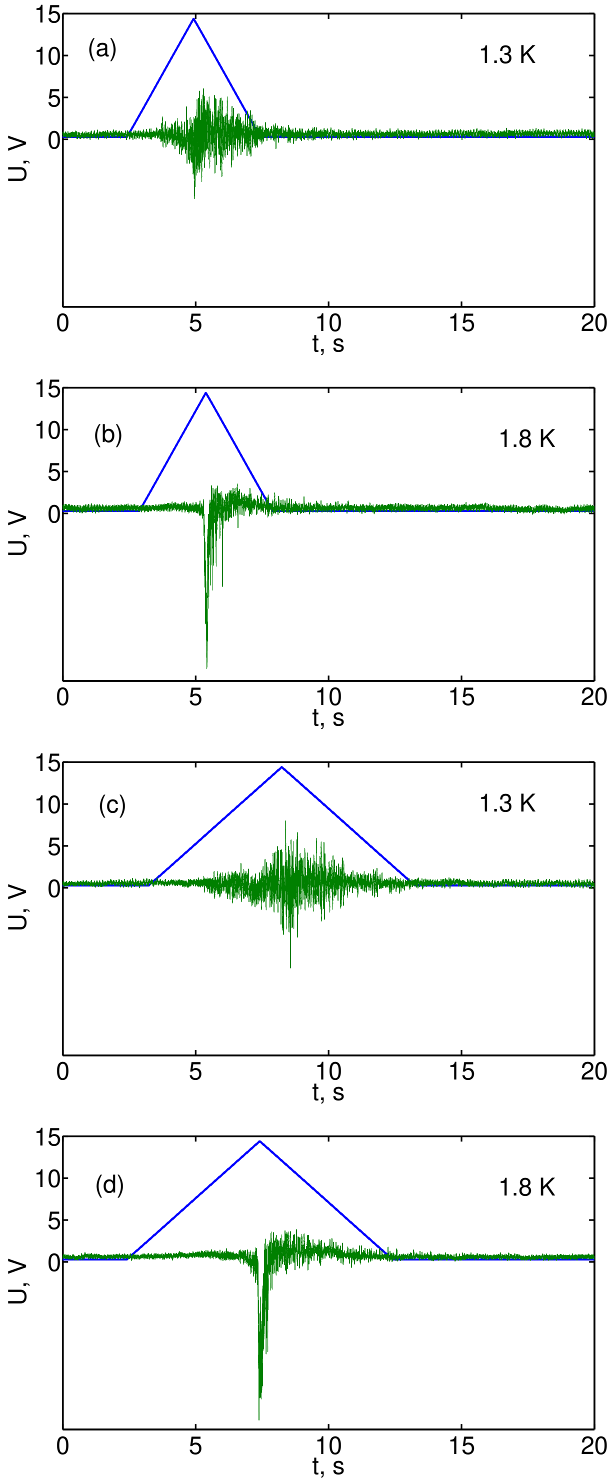


Рис. 6.5. Изменение формы и амплитуды колебаний поверхности со временем под действием квазистационарного потока тепла при температурах $T = 1.3$(a, c) и 1.8 K(b, d). Длительность треугольных импульсов $\tau = 5$ s и $\tau = 10$ s Амплитуда треугольного электрического импульса $U = 14$ В

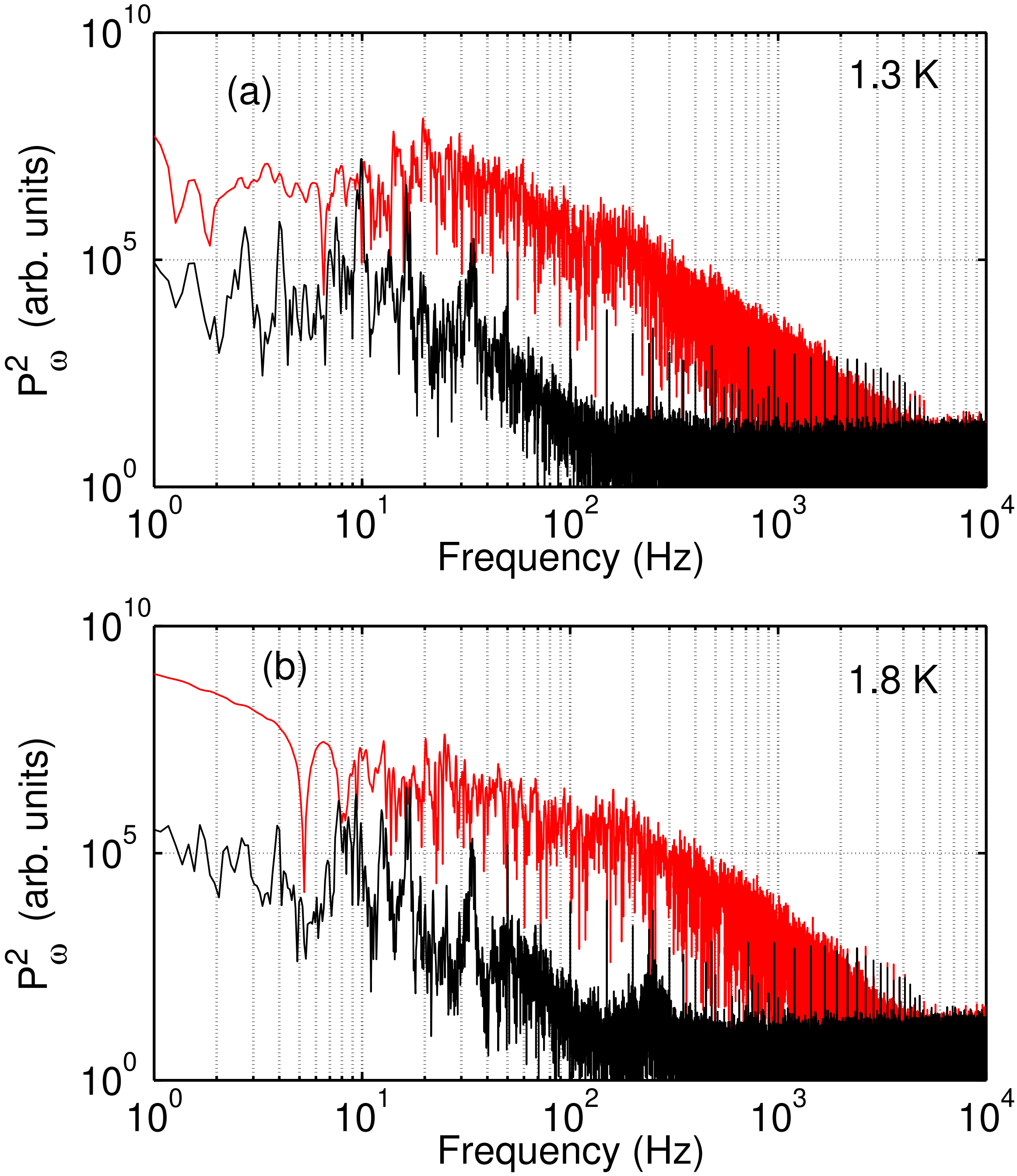


Рис. 6.6. Спектр колебаний поверхности P_ω^2, которые возникают под действием треугольных импульсов $\tau = 10$ s при температурах $T = 1.3$(a) и 1.8 K(b). Черные кривые соответствуют шумовым колебаниям, зарегистрированным за 10 s непосредственно перед включением электрического импульса. Красные кривые показывают эволюцию спектра под действием теплового потока

ветствующего моменту развития неустойчивости для двух импульсов напряжения различной длительности 5 s и 10 s при температуре $T = 1.3\ K$. Темные треугольники, показанные прямыми линиями, соответствуют импульсу напряжения, приложенному к нагревателю. Осциллирующие кривые представляют амплитуды поверхностных колебаний, возрастающих со временем в спектре мощности $P(t)$, показанном на рис.6.5a, b на частоте $f = \omega/2\pi = 20\ Hz$. Вертикальные прямые указывают момент, когда огибающая сигнала пересекается с осью x, и эта точка приписывается начальному моменту генерации неустойчивости.

Результаты расчетов плотности порогового теплового потока излучаемого нагревателем в зависимости от температуры жидкости показаны на рис.6.8. Открытые квадраты соответствуют прямоугольным импульсам, а открытые кружки и крестики соответствуют измерениям на треугольных импульсах. Сплошная кривая представляет результаты численных расчетов пороговой плотности теплового потока $(Q/\Sigma)_{thr}(T)$, выполненных в соответствии с теоретическим рассмотрением [25] с использованием выражения (11). Видно, что предсказанная теорией температурная зависимость $(Q/\Sigma)_{thr}(T)$ качественно согласуется с результатами наших измерений, хотя экспериментальные точки лежат в среднем ниже теоретических расчетов.

6.4. Обсуждение результатов

Как видно из рис.6.8 результаты нашего эксперимента качественно согласуются с предказаниями теории Коршунова. Количественные расхождения теории и эксперимента могут быть связаннами со следующими при-

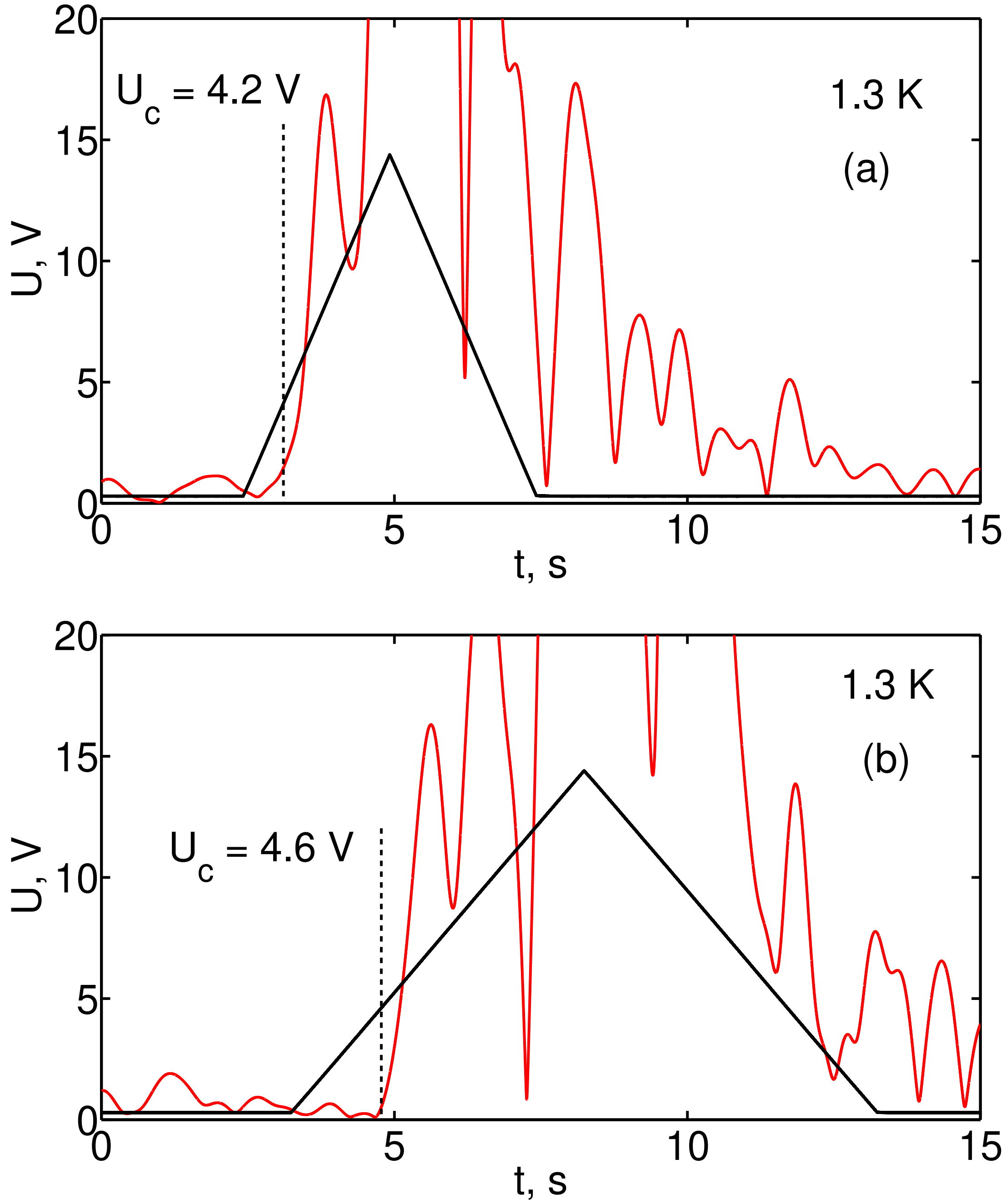


Рис. 6.7. К оценке порогового напряжения U_{thr}, соответствующего моменту возникновения неустойчивости на поверхности He-II при $T = 1.3$ К для двух треугольных импульсов различной длительности $\tau = 5$ с (а) и $\tau = 10$ с (б). Треугольники описывают изменение напряжения, приложенного к нагревателю; Красные кривые показывают изменения во времени амплитуды волны на частоте $f = \omega/2\pi = 20\ Hz$ в частотном спектре $P(t)$, показанном на Fig.6.5. Вертикальные пунктирные линии указывает время, когда огибающая сигнала начинает расти (момент возникновения неустойчивости)

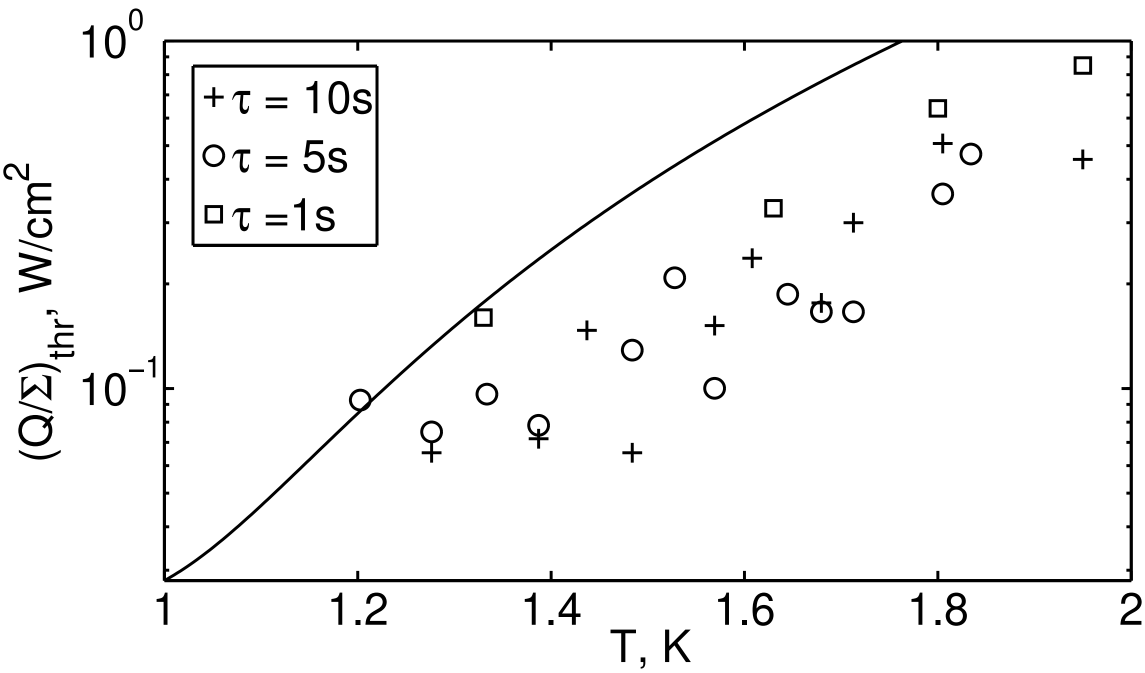


Рис. 6.8. Температурная зависимость плотности порогового теплового потока $(Q/\Sigma)_{thr}$. Открытые кружки и крестики соответствуют оценкам порогового потока, найденным по результатам измерений на треугольных импульсах длительностью 5 и 10 s. Открытые квадраты – результаты измерений на прямоугольных импульсах. Сплошная кривая демонстрирует результаты численных оценок $(Q/\Sigma)_{thr}$, в соответствии с предсказаниями теории [25].

чинами:

Во первых, следует отметить, что при оценке пороговой плотности теплового потока и соответственно пороговой скорости противотока в объеме He-II мы предполагали, что поле скоростей является однородным, а в расчетах плотности теплового потока считалось, что площадь поперечного сечения контейнера равна площади поверхности нагревателя. Однако площадь поверхности нагревателя $\Sigma = 0.3\ cm^2$ в четыре раза меньше площади поперечного сечения контейнера ($1.2\ cm^2$), кроме того общая площадь отверстий на противоположной боковой стенке составляет около $0.1\ cm^2$ т. е. в 12 раз меньше площади поперечного сечения контейнера. Таким образом поле скоростей в объеме экспериментальной ячейки является сильно неоднородным, и скорость противотока нормальной и сверхтекучей компонент вблизи нагревателя и вблизи отверстий выше, чем в середине ячейки. Это может приводить к заметным ошибкам при оценке пороговой скорости противотока.

Во-вторых, согласно предсказаниям теории [25, 26, 27], характерное время развития неустойчивости при тепловых потоках выше порогового должно быстро уменьшаться с увеличением плотности теплового потока, но оно может быть достаточно большим, когда плотность теплового потока лишь немного превышает $(Q/\Sigma)_{thr}$. Этим можно объяснить разброс экспериментальных точек, показанных открытыми квадратами на рис. 6.8. В экспериментах с прямоугольными импульсами и треугольными импульсами оценки значения $(Q/\Sigma)_{thr}$ могли быть завышены также из-за того, что время наблюдения $\tau = 1\ s$ было недостаточно велико.

В-третьих, в недавних экспериментальных исследованиях, опубликованных А. Макаровым, Дж. Го и др. [43], авторы показали, что при тепловых потоках выше $Q/\Sigma > 50\ mW/cm^2$ поток сверхтекучей компоненты становится диссипативным. Наблюдавшиеся в этой работе уплощение профиля нормальной компоненты скорости жидкости при увеличении теплового потока выше 50 mW/cm^2 показало, что поток нормальной жидкости также стал турбулентным. Возможность возникновения турбулентного течения нормальной и сверхтекучей компонент в теории Коршунова не рассматривалось.

Таким образом, представляло бы большой интерес дальнейшее расширение теоретических рассмотрений [25, 26] неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на поверхности He-II с учетом турбулентного течения нормальной и сверхтекучей компонент в объеме жидкости при больших тепловых потоках.

6.5. Выводы

Экспериментально изучены условия возникновения неустойчивости свободной плоской поверхности сверхтекучего He-II в рабочей ячейке - квантового аналога эффекта Кельвина-Гельмгольца (КГ), при плотности постоянного потока тепла под поверхностью жидкости выше некоторой пороговой. Обнаружено, что температурная зависимость величины пороговой плотности близка к зависимости, предсказываемой теорией Коршунова. Однако, численные значения порога плотности теплового потока в несколько раз ниже теоретических. Это может быть связано, во-первых, с существенным различием в граничных условиях (в теории - ламинарное течение направленного теплового потока под плоской поверхностью

He-II в неограниченной геометрии, а во всех экспериментах поток тепла распространяется в He-II от нагревателя к стенкам рабочей ячейки конечных размеров, в боковых стенках которой имеются выходные отверстия для вывода тепла в термостат - наружную гелиевую ванну); и во-вторых, с возможностью возникновения вихревого течения (рождения как квантовых, так и классических вихрей) вблизи узких выходных отверстий при больших тепловых потоках.

Заключение и выводы

Для проведения экспериментальных исследований дискретной волновой турбулентности на поверхности жидкого водорода и сверхтекучего гелия при различных граничных условиях нами были сконструированы рабочие ячейки цилиндрической, квадратной и прямоугольной формы характерными размерами в несколько см. Волны на свободной поверхности квантовой жидкости возбуждались с помощью внешнего переменного электрического поля, которое прикладывали между расположенным над поверхностью металлическим коллектором и поверхностью жидкости в ячейке. Это позволило нам наблюдать формирование прямого турбулентного каскада поверхностных волн (спектра Колмогорова-Захарова, КЗ) в широком диапазоне частот и генерацию низкочастотных субгармоник, а также исследовать условия возникновения неустойчивости свободной поверхности сверхтекучего He-II при выделении в объеме жидкости в ячейке потока тепла, плотностью выше пороговой. Основные результаты проведенных исследований таковы.

1. Экспериментально показано, что выбором дискретности в спектре собственных колебаний поверхности в ячейке определенной геометрии (т. е. выбором граничных условий), а также частоты возбуждающей силы в капиллярно-гравитационной области спектра, можно создать необходимые условия для передачи волновой энергии из обла-

сти накачки в область как высоких частот (спектр КЗ), так и в низкие частоты. Передача волновой энергии в турбулентном спектре связана с процессами трёх-волнового и четырёх-волнового взаимодействия.

2. Показано, что возбуждение нескольких несоизмеримых по частоте субгармоник происходит при определённом подборе частоты накачки и амплитуде накачки выше некоторой. По результатам измерений удалось оценить значение коэффициента трёх-волнового взаимодействия в системе гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкого водорода в прямоугольной ячейке.

3. Обнаружен новый динамический эффект – накопление волновой энергии вблизи высокочастотной границы инерционного интервала турбулентного спектра, вследствие затруднения передачи потока энергии в диссипативную область - эффект узкого горла, обусловленный влиянием дискретности спектра и вязкости жидкого водорода в рабочей ячейке.

4. Экспериментально изучены условия возникновения неустойчивости свободной плоской поверхности сверхтекучего He-II в рабочей ячейке - квантового аналога эффекта Кельвина-Гельмгольца (КГ), при плотности постоянного потока тепла под поверхностью жидкости выше некоторой пороговой. Обнаружено, что температурная зависимость величины пороговой плотности близка к зависимости, предсказываемой теорией Коршунова. Однако, численные значения порога плотности теплового потока в несколько раз ниже теоретических. Это может быть связано, во-первых, с существенным различием в граничных

условиях (в теории - ламинарное течение направленного теплового потока под плоской поверхностью He-II в неограниченной геометрии, а во всех экспериментах поток тепла распространяется в He-II от нагревателя к стенкам рабочей ячейки конечных размеров, в боковых стенках которой имеются выходные отверстия для вывода тепла в термостат - наружную гелиевую ванну); и во-вторых, с возможностью возникновения вихревого течения (рождения как квантовых, так и классических вихрей) вблизи узких выходных отверстий при больших тепловых потоках.

Литература

1. E. Kartashova, Europhys. Lett. **87**, 44001 (2009).

2. V. S. L'vov and S. Nazarenko, Phys. Rev. E **82**, 056322 (2010).

3. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Л. П Межов-Деглин, Приборы и Техника Эксперимента, **45**, 31-37 (2002).

4. L. V. Abdurakhimov, M. Yu. Brazhnikov, G. V. Kolmakov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhov-Deglin, J. Low Temp. Phys. **148** (3-4), 245-249 (2007).

5. V. Zakharov, V. Lvov, G. Falkovich Kolmogorov Spectra of Turbulence I, Vol. 1, Springer-Verlag, Berlin (1992).

6. Vladimir Zakharov, Frederic Dias, Andrei Pushkarev, Physics Reports **398** (2004) 1–65.

7. Д. М. Черникова, ФНТ, **2**, 1374 (1976).

8. Шикин В. Б. и Монарха Ю. П. Двумерные заряженные частицы в гелии. М.Наука, (1989).

9. I. V. Ryzhenkova, and G. E. Falkovich, Sov. Phys. JETP **71**, 1085(1990).

10. M. Yu. Brazhnikov, L. V. Abdurakhimov, and A. A. Levchenko, JETP Lett. 89, 120 (2009).

11. G. V. Kolmakov, A. A. Levchenko, M.Yu. Brazhnikov, L. P. Mezhov-Deglin, A. N. Silchenko, P. V. E. McClintock, Phys. Rev. Lett. **93**, 074501 (2004).

12. M. Yu. Brazhnikov, G. V. Kolmakov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhov-Deglin, JETP Lett. **82**, 9, 565-569 (2005).

13. A. O. Korotkevich, JETP Lett. **97**, 3, 126-130 (2013).

14. L. V. Abdurakhimov, I. A. Remizov, A. A. Levchenko, G. V. Kolmakov, Yu. V. Lvov, Wave turbulence revisited: Where does the energy flow?, arxiv.org/pdf/1404.1111, (Submitted on 3 Apr 2014).

15. Г. Е. Галькович, А. В. Шафаренко, ЖЭТФ, **94**, 172 (1988).

16. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, И. А. Ремизов, Письма в ЖЭТФ **100**, 10, 754-759 (2014).

17. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics, vol. **6**, Pergamon Press, 1987.

18. В. С. Львов, Лекции по физике нелинейных явлений, Новосибирск, НГУ, 1977.

19. М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. Н. Сильченко, P. V. E. McClintock, Письма в ЖЭТФ **80**, 2, 99-103 (2004).

20. L. V. Abdurakhimov, M. Yu. Brazhnikov, I. A. Remizov, and A. A. Levchenko, Pisma v ZhETP **91**, 291 (2010).

21. Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, И. А. Ремизов, С. В. Филатов, УФН 182, 879 (2012).

22. M. Yu. Brazhnikov, A.A. Levchenko, L. P. Mezhov-Deglin, and I. A. Remizov, Low Temperature Physics, 41, 484 (2015).

23. L.V. Abdurahimov, M.Yu. Brazhnikov, A.A. Levchenko, A.M. Lihter, and I.A. Remizov, Low Temperature Physics, 41, 215 (2015).

24. S. E. Korshunov, Europhys. Lett. 16, 673 (1991).

25. S. E. Korshunov, JETP Lett. 75, 423 (2002).

26. N. Andersson, G. L. Comer and R. Prix. Mon. Not. R. Astron. Soc. **354**, 101110 (2004).

27. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Course of Theoretical Physics, Vol. 6: Fluid Mechanics. Pergamon, New York, 1989, Sec. 25, Problem 1; Sec. 62, Problem 3; Sec. 140, Problem 1.

28. R. Blaauwgeers,V. B. Eltsov, G. Eska, A. P. Finne, R. P. Haley, M. Krusius, J. J. Ruohio L. Skrbek, and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. 89, 155301-4 (2002).

29. G. E. Volovik, JETP Lett. 75, 418 (2002).

30. M. Yu. Kagan, Sov. Phys. JETP 63, 288 (1986).

31. J. Gao, W. Guo, V. S. L'vov, A. Pomyalov, L. Skrbek, E. Varga, W. F. Vinen, Pis'ma v ZhETF, vol. 103, iss. 10, pp. 732 – 736.

32. R. J. Donnelly and C. F. Barenghi, J. Phys. Chem. Ref. Data 27, 6 (1998).

33. J. L. Olsen, J. Low Temp. Phys. 61, в,–1/2, 17 (1985).

34. P.W. Egolf, D.A. Weiss, and S.D. Nardo, J. Low Temp. Phys. 90, в,,–3/4, 269 (1993).

35. L. V. Abdurahimov, A. A. Levchenko, L. P. Mezhov-Deglin, and I. M. Khalatnikov, Low Temperature Physics **38**(11), 1013 (2012).

36. P. W. Egolf, J. L. Olsen, B. Roehricht, and D. A. Weiss, Physica B 169, 217 (1991).

37. I. M. Khalatnikov, J. Low Temp. Phys. 82, 93 (1991).

38. I. M. Khalatnikov, G. V. Kolmakov, and V. L. Pokrovskii, JETP 80 (5), 873 (1995).

39. I. M. Khalatnikov and M. Kroyter, J. Low Temp. Phys. 88, 626 (1999).

40. L. P. Mezhov-Deglin, A. A. Levchenko, A. A. Pel'menev and I. A. Remizov, J. Exp. Theor. Phys. 129, 591-606 2019.

41. A.Yu. Iznankin, L.P. Mezhov-Deglin, Sov. Phys. JETP, 57 (4), 801 (1983).

42. V.B. Efimov, A.N. Ganshin, G.V. Kolmakov, P.V.E. McClintock, and L.P. Mezhov-Deglin , Eur. Phys. J. Special Topics 185, 181 (2010).

43. A. Makarov, J. Guo, S.W. Van Sciver, G.G. Ihas, D.N. McKinsey and W.F. Vinen, Phys.Rev. B, 91, 094503 (2015).

44. E.A. Kuznetsov, and P.M. Lushnikov, JETP 81(2), 332 (1995).

45. A. A. Levchenko, E. Teske, G. V. Kolmakov, P. Leiderer, L. P.Mezhov-Deglin, and V. B. Shikin, JETP Lett. 65 (7), 572 (1997).