

На правах рукописи

Абдурахимов Леонид Викторович

КАПИЛЛЯРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НА ПОВЕРХНОСТИ
НОРМАЛЬНОГО И СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ-4

01.04.07 — физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка — 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Александр Алексеевич Левченко

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Валерий Степанович Цой

доктор физико-математических наук
Александр Иванович Дьяченко

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук Ин-
ститут теплофизики им. С.С. Кутателадзе
СО РАН

Защита состоится “ ____ ” _____ 2010 г. в ____ ч. ____ мин. на засе-
дании диссертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской
академии наук Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432,
Московская обл., г. Черноголовка, ул. Институтская 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской
академии наук ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2010 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук

В. Н. Зверев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объект исследования и актуальность темы. В данной работе представлены результаты экспериментов по капиллярной турбулентности на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4. Интерес к проблеме капиллярной турбулентности объясняется несколькими причинами. Во-первых, капиллярные волны интересны сами по себе. При условиях нулевой гравитации именно они являются основным типом поверхностных волн. Также капиллярные волны играют важную роль в динамике морской поверхности, так как вязкостная диссипация существенна именно на масштабах капиллярного диапазона (в отличие от слабозатухающих гравитационных волн). Во-вторых, капиллярные волны интересны как модельная система для проверки предсказаний теории волновой турбулентности, которая описывает широкий класс слабо нелинейных систем не только в гидродинамике, но и в других областях физики (плазма, нелинейная оптика, физика твердого тела и т.д.).

Эксперименты по изучению капиллярной турбулентности на поверхности квантовых жидкостей (нормального и сверхтекучего гелия-4, жидкого водорода) представляют особый интерес. В работах по турбулентности в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода М.Ю. Бражниковым [1–6] была использована оригинальная экспериментальная методика, основанная на возбуждении волн на заряженной поверхности водорода переменным электрическим полем и их последующей регистрации по осцилляциям мощности лазерного луча, отраженного от колеблющейся поверхности. Данная методика позволяет легко контролировать амплитуду, частоту и спектральную характеристику возбуждающей силы, что является преимуществом по сравнению с другими экспериментальными методиками [7–9]. Эту методику удобно использовать для исследования капиллярной турбулентности на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4. Ранее турбулентность на поверхности жидкого гелия-4 экспериментально не изучалась. Жидкий гелий-4 при температурах ниже 2.17 К становится сверхтекучим и обладает чрезвычайно малой вязкостью по сравнению с классическими жидкостями. Можно считать, что сверхтекучий гелий-4 – жидкость, наиболее близкая к модели идеальной жидкости, поэтому ис-

пользование поверхности He-II для изучения капиллярной турбулентности предоставляет принципиальные преимущества по сравнению с традиционными экспериментами, например с водой.

В цели диссертационной работы входило:

1. наблюдение и изучение турбулентных спектров капиллярных волн на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4
2. анализ полученных экспериментальных результатов на предмет выяснения влияния ограниченной геометрии экспериментальной ячейки на турбулентность
3. исследование влияния свойств жидкости (в первую очередь, вязкости) на характеристики спектров
4. изучение влияния типа накачки (монохроматическая, шумовая) на характеристики спектров капиллярной турбулентности на поверхности квантовых жидкостей.

Для достижения этих целей требовалось решение следующих задач:

1. создание и отладка экспериментальной методики для изучения капиллярной турбулентности на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4
2. наблюдение турбулентных спектров капиллярных волн при разных значениях температуры жидкого гелия-4, при разных амплитудах и типах накачки
3. установление зависимости характеристик турбулентных спектров от свойств жидкости
4. анализ полученных экспериментальных результатов на соответствие опубликованным теоретическим работам.

Научная новизна. В данной работе впервые получены турбулентные спектры капиллярных волн на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4 в диапазоне температур 1.7–4.2 К. Наблюдено и объяснено новое явление – формирование *локального максимума* в области высоких

частот в турбулентном спектре капиллярных волн на поверхности He-II в случае гармонической накачки. Впервые экспериментально установлена зависимость частоты высокочастотного края турбулентного распределения от свойств жидкости (плотности, кинематической вязкости, коэффициента поверхностного натяжения). Впервые экспериментально установлено влияние спектральной ширины накачки на форму турбулентного спектра в случае капиллярной турбулентности на поверхности квантовых жидкостей.

Практическая ценность. В данной работе в рамках теории волновой турбулентности предложена качественная модель, описывающая условия реализации дискретного турбулентного режима. Также получена формула зависимости положения высокочастотного края инерционного интервала от амплитуды и частоты гармонической накачки и свойств жидкости. Результаты экспериментов согласуются с теоретическими оценками.

Основные положения, выносимые на защиту, состоят в следующем:

1. создана экспериментальная установка для исследования капиллярной турбулентности на поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4
2. впервые наблюдается формирование локального максимума в турбулентном спектре капиллярных волн на поверхности сверхтекучего гелия-4 при монохроматической накачке
3. предложена качественная модель, описывающая условия реализации дискретного турбулентного режима
4. впервые исследовано влияние свойств жидкости на положение высокочастотного края инерционного интервала
5. впервые изучено влияние спектральной характеристики возбуждающей силы на степенную зависимость турбулентного распределения капиллярных волн.

Личный вклад автора. Автор непосредственно участвовал в постановке задач исследований, в выполнении экспериментов и в обсуждении полученных результатов. Диссертационная работа выполнена в лаборатории квантовых кристаллов ИФТТ РАН в период с 2004 г. по 2010 г.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на конференциях:

1. “International Symposium on Quantum Fluids and Solids QFS2007”
2. Международная конференция “Low Temperature Physics - LT25”
3. Международная конференция “Solitons, Collapses and Turbulence: Achievements, Developments and Perspectives” (Черноголовка, 2009)
4. “International Symposium on Quantum Fluids and Solids QFS2009”
5. “XXXV Совещание по физике низких температур НТ-35”
6. Международная конференция “Cryocrystals and Quantum Crystals CC2010”
7. “International Symposium on Quantum Fluids and Solids QFS2010”
8. Сессии Совета РАН по нелинейной динамике.

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 6 статьях, список которых приведен в конце автореферата. Общее количество публикаций по теме диссертации — 10. Работы, вошедшие в диссертацию, были выполнены при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-17253, 07-02-00728, 09-02-01146), Минобрнауки (НОЦ “Статистическая гидродинамика”), гранта по государственной поддержке ведущих научных школ НШ-4415.2010.2, и программ Президиума РАН (“Квантовая макрофизика”, “Квантовая физика конденсированных сред”, “Фундаментальные проблемы нелинейной динамики”).

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации – _____ страниц текста, включая _____ рисунков и список литературы из _____ наименований.

Основное содержание работы.

Глава 1 содержит введение в предмет исследования, дан краткий обзор теоретических и экспериментальных результатов по исследованию капиллярной турбулентности. Обсуждаются свойства жидкого гелия-4 в свя-

зи с экспериментами по капиллярной турбулентности. Сформулированы основные задачи исследований.

В главе 2 описаны экспериментальная установка, методика возбуждения и регистрации капиллярных волн.

Раздел 2.1. Приведено описание экспериментальной установки и метода возбуждения волн на заряженной поверхности жидкого гелия-4.

Для исследования капиллярной турбулентности на поверхности жидкого гелия использовалась экспериментальная методика, которая была разработана ранее в экспериментах по изучению капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода [5]. Эксперименты проводились в цилиндрической оптической ячейке, установленной в вакуумной полости гелиевого криостата. Конструкция ячейки схематически показана на рис. 1.

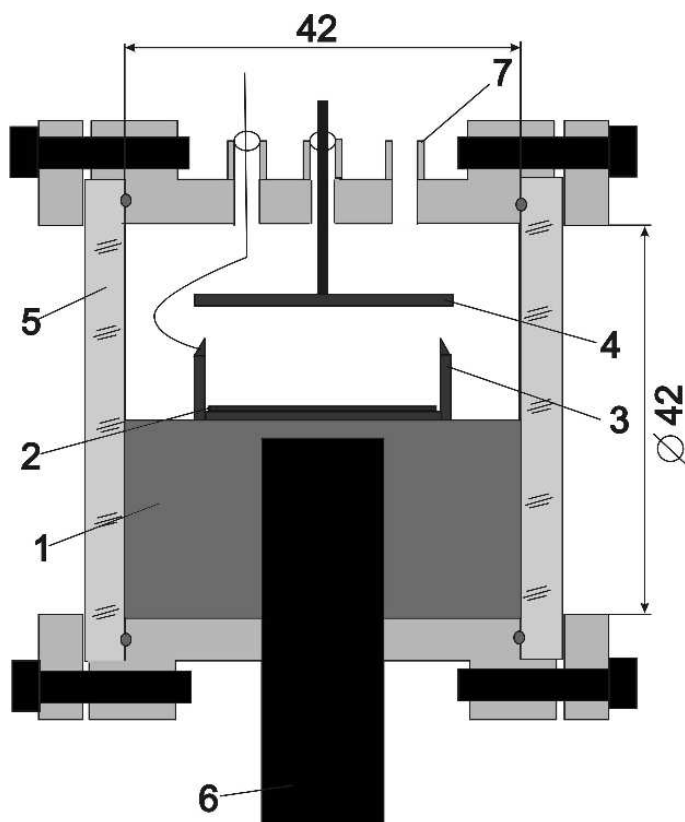


Рис. 1. Устройство экспериментальной ячейки. 1- текстолитовый брусок, 2- радиоактивная мишень, 3- медный контейнер, 4- верхняя обкладка конденсатора, 5- кварцевые окна, 6- медный холодопровод, 7- капилляр набора

Газообразный гелий поступал из баллона по капилляру в ячейку и конденсировался в медный стакан. Набор гелия производился до тех пор,

пока поверхность жидкости не достигала края стакана. Свободная поверхность жидкого гелия заряжалась с помощью расположенной на дне стакана радиоактивной мишени, излучающей β -электроны. Для этого к медному стакану прикладывалось постоянное положительное напряжение $U \approx 600$ В относительно верхней пластины. При этом под поверхностью жидкости накапливались положительные заряды, которые появлялись в результате ионизации β -электронами тонкого слоя жидкости вблизи дна. Таким образом, заряженная поверхность жидкого гелия и верхняя металлическая пластина образовывали плоский конденсатор.

Колебания заряженной поверхности жидкого гелия, представляющие собой цилиндрические стоячие волны, возбуждались переменным напряжением, прикладываемым к медному стакану в дополнение к постоянному, на одной из частот собственных колебаний поверхности. Амплитуды переменного напряжения были много меньше U и составляли 1–20 В.

Эксперименты проводились при фиксированной температуре в диапазоне 1.7–4.2 К.

В разделе 2.2 дано описание методики регистрации волн на поверхности жидкости. Схема измерений представлена на рис. 2.

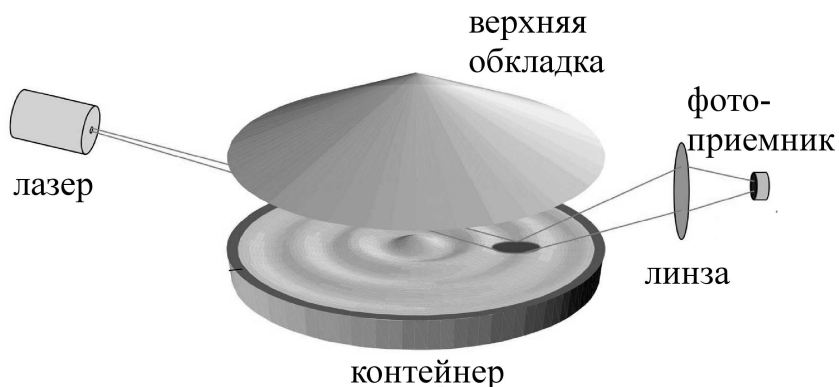


Рис. 2. Схема измерений поверхностных колебаний

Поверхностные волны регистрировались оптическим методом. Лазерный луч падал на поверхность жидкого гелия-4 под скользящим углом $\alpha = 0.15$ рад таким образом, чтобы он находился в диаметральной плоскости цилиндрического медного стакана, в котором был сконденсирован жидкий гелий. Луч отражался от колеблющейся поверхности и фокусиро-

вался линзой на фотодетектор. Сигнал с фотодетектора, пропорциональный мощности отраженного лазерного луча, поступал на вход усилителя. Усиленный сигнал с фотодетектора $P(t)$ оцифровывался платой высокоскоростного АЦП и записывался в память компьютера. С помощью алгоритма FFT (Быстрое Фурье Преобразование), вычислялся спектр мощности отраженного лазерного луча P_ω^2 .

В проведенных экспериментах длины волн были меньше характерного размера пятна лазерного луча на поверхности (режим “широкого” луча). В этом случае, как было показано в [5], мощность отраженного лазерного луча является интегральной характеристикой участка поверхности жидкого гелия, ограниченного пятном лазерного луча:

$$P(t) \sim \int R(\alpha + \varphi(r, t)) ds \sim C_1 + C_2 \int \varphi(r, t) ds,$$

где $R(\alpha + \varphi(r, t))$ – коэффициент отражения, $\varphi(r, t)$ – угол отклонения поверхности от положения равновесия ($\varphi \ll \alpha$), C_1 и C_2 – некоторые константы. Отсюда, спектр мощности отраженного лазерного луча P_ω^2 связан с угловыми амплитудами волн φ_ω следующим выражением [5]:

$$P_\omega^2 \sim \varphi_\omega^2 / k_\omega^2,$$

где k_ω – волновое число волны с частотой ω .

При сравнении экспериментальных результатов с предсказаниями теории волновой турбулентности принято использовать понятие Фурье-образа корреляционной функции отклонений поверхности от положения равновесия I_ω :

$$I_\omega = \langle \eta_\omega^2 \rangle,$$

где η_ω – Фурье-образ отклонений поверхности от положения равновесия $\eta(t)$ в выбранной точке поверхности. Так как угловые амплитуды φ_ω связаны с амплитудами η_ω соотношением $\varphi_\omega = k_\omega \eta_\omega$, то окончательно получаем:

$$P_\omega^2 \sim I_\omega.$$

Таким образом, спектр мощности отраженного лазерного луча P_ω^2 пропорционален спектру волн I_ω .

Главы 3, 4, 5 посвящены результатам экспериментальных исследований капиллярной турбулентности на поверхности квантовых жидкостей и их обсуждению.

В главе 3 представлены результаты экспериментов на поверхности сверхтекучего гелия-4, в которых впервые было наблюдеено накопление волновой энергии в области высоких частот (формирование локального максимума в турбулентном спектре), вызванное влиянием ограниченной геометрии экспериментальной ячейки.

На рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе изображен спектр капиллярных волн P_ω^2 на поверхности сверхтекучего гелия-4, полученный в эксперименте при интенсивной гармонической накачке на частоте 79.7 Гц.

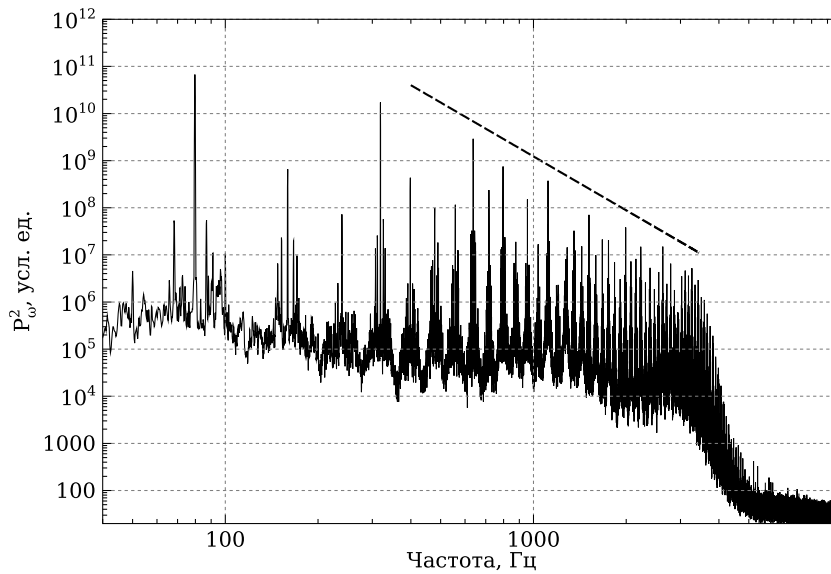


Рис. 3. Распределение P_ω^2 на поверхности сверхтекучего гелия при $T=1.7\text{К}$. Усреднение по 16-и файлам. Продолжительность записи одного файла 5 секунд. Поверхность накачивалась синусоидальной силой на частоте 79.7 Гц, амплитуда напряжения накачки 11 В. Штриховая линия соответствует степенному закону $P_\omega^2 \sim \omega^{-3.7}$, предсказанному теорией для случая узкополосной накачки.

На рисунке отчетливо видна серия гармоник. Основная гармоника расположена на частоте накачки $\omega_p \simeq 79.7$ Гц. Остальные гармоники нахо-

дятся на частотах, кратных частоте накачки $\omega_n = n \cdot \omega_p$. В рамках теории Захарова [10] этот факт объясняется тем, что закон дисперсии капиллярных волн $\omega^2 = (\sigma/\rho)k^3$ является распадным, и поэтому основной вклад во взаимодействие волн вносят трехволновые процессы – распад волны на две с сохранением суммарного волнового вектора $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ и суммарной частоты $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (т.е. импульса и энергии), а также обратный ему процесс слияния двух волн в одну. В инерционном интервале амплитуды гармоник зависят от частоты по степенному закону $P_\omega^2 \sim \omega^{-m}$ с индексом $m \approx 3.7$, что согласуется с предсказаниями теории для случая узкополосной накачки [11]. На частотах порядка 4 кГц амплитуды волн значительно снижаются из-за вязкостной диссипации и выходят на уровень аппаратного шума.

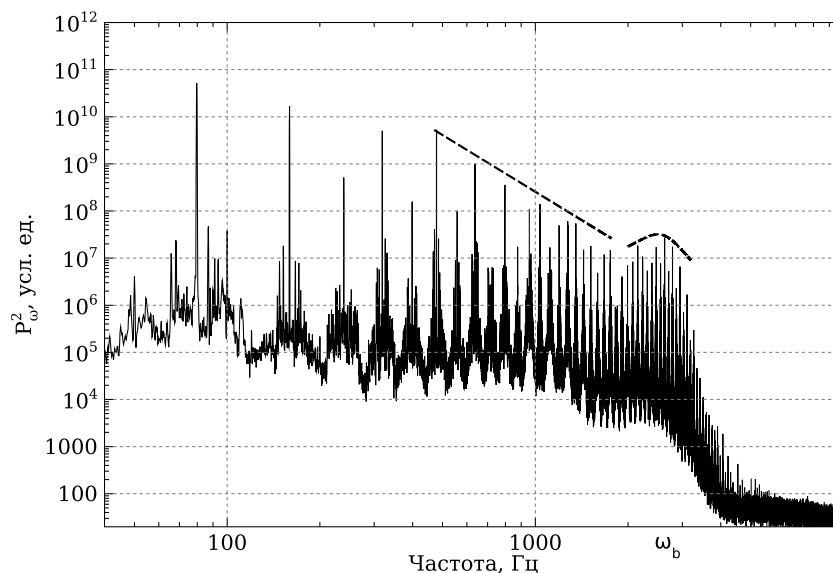


Рис. 4. Турбулентный спектр после снижения амплитуды накачки. Частота накачки 79.7 Гц, амплитуда напряжения накачки 10 В. На частотах порядка 2.5 кГц наблюдается локальный максимум (выделено штриховой кривой). Штриховая прямая линия соответствует закону $P_\omega^2 \sim \omega^{-3.7}$.

Когда амплитуда накачки была уменьшена, форма турбулентного спектра изменилась (рис. 4). Высокочастотный край турбулентного каскада сдвинулся в сторону низких частот, что согласуется с предыдущими экспериментами на водороде [2]. Но кроме того, впервые было обнаружено формирование локального максимума в спектре волн на частотах поряд-

ка частоты высокочастотного края турбулентного каскада ω_b , что можно интерпретировать как накопление волновой энергии (показано штриховой кривой на рис. 4).

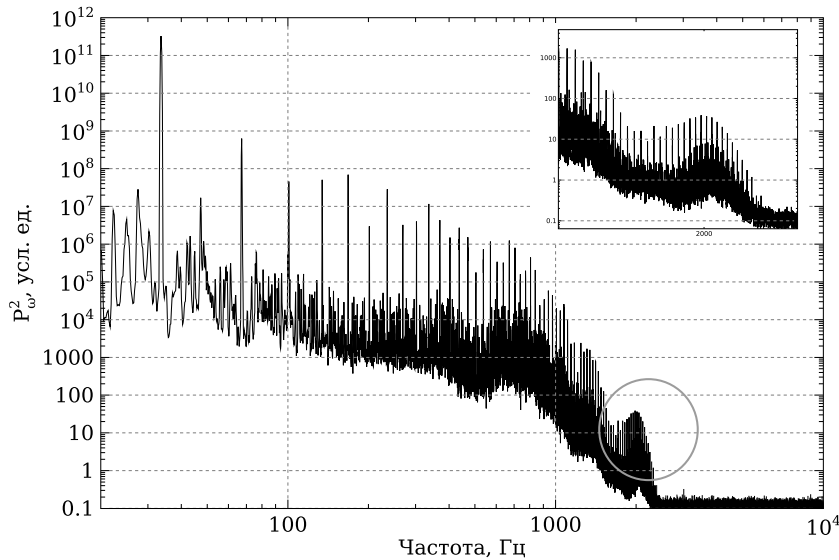


Рис. 5. Турбулентный спектр в случае накачки на $\omega_p/2\pi = 34$ Гц. Формирование максимума в спектре отчетливо видно на основном рисунке (отмечено окружностью) и на вставке в увеличенном масштабе.

Формирование локального максимума наблюдалось в ряде экспериментов с гармонической накачкой. Например, когда поверхность накачивалась синусоидальной силой на 34 Гц, был получен спектр волн с отчетливым локальным максимумом (рис. 5). Общей чертой проведенных экспериментов было то, что локальный максимум формировался около высокочастотного края турбулентного каскада ω_b , хотя форма локального максимума и его точное положение зависели как от частоты накачки, так и от амплитуды.

В случае шумовой накачки, локальный максимум не наблюдался. Так, на рис. 6 представлено турбулентное распределение, полученное при накачке поверхности шумовым сигналом в диапазоне частот 60–130 Гц.

Формирование локального максимума можно объяснить влиянием ограниченной геометрии экспериментальной ячейки. Собственные частоты поверхностных колебаний в цилиндрической ячейке не эквидистантны. Так, расстояние между двумя ближайшими резонансными частотами опи-

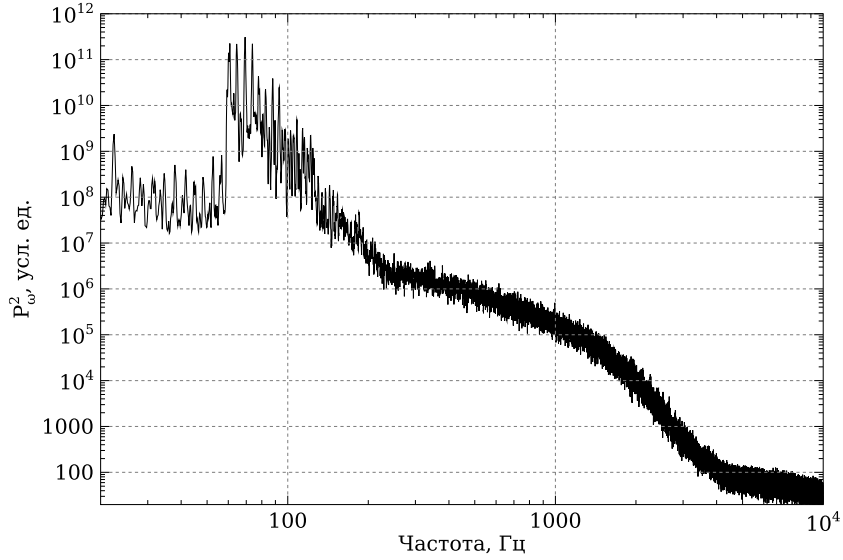


Рис. 6. Турбулентный спектр капиллярных волн в случае шумовой накачки на 60–130 Гц.

сывается выражением:

$$\Delta\omega = \frac{3\pi}{D} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/3} \omega^{1/3},$$

где D – диаметр медного стакана, σ и ρ – коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкого гелия-4. Как упоминалось выше, в силу закона сохранения частоты трех-волновых процессов $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, частоты нелинейных гармоник эквидистантны:

$$\omega_p, 2\omega_p, 3\omega_p, \dots$$

где ω_p – частота накачки. Таким образом, между частотами нелинейных гармоник и собственными частотами поверхностных колебаний в экспериментальной ячейке существует расстройка. Если бы резонансы ячейки не были уширены, то трех-волновые процессы нелинейного взаимодействия были бы запрещены, так как законы сохранения $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ не могли бы быть выполнены на дискретном ω -пространстве резонансных частот в силу расстройки [12, 13]. Однако резонансы уширены благодаря вязкостному затуханию и нелинейному взаимодействию:

$$\delta\omega = \delta\omega_\nu + \delta\omega_{nl},$$

где $\delta\omega_\nu$ – вязкое уширение, $\delta\omega_{nl}$ – нелинейное уширение, $\delta\omega$ – суммарное уширение резонанса экспериментальной ячейки. Понятно, что расстройка

важна только в области частот, где относительное уширение $\Gamma = \delta\omega/\Delta\omega$ меньше единицы:

$$\Gamma = \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} < 1,$$

т.е. уширение резонанса меньше, чем расстояние между двумя соседними резонансными частотами (см. рис. 7).

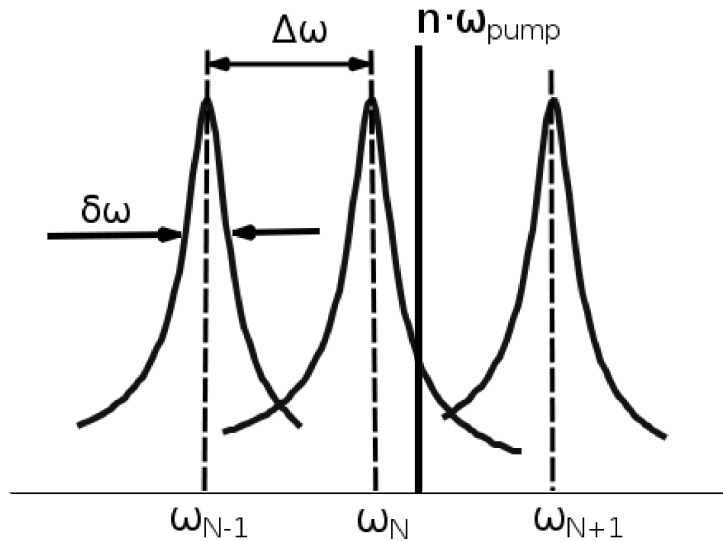


Рис. 7. Когда уширение резонанса $\delta\omega$ меньше расстояния между резонансами $\Delta\omega$ некоторые нелинейные гармоники расположены вне резонансов поверхностных колебаний в экспериментальной ячейке.

Вязкое уширение $\delta\omega_\nu$ связано с характерным временем вязкого затухания τ_ν и определяется следующим образом [14]:

$$\delta\omega_\nu = \tau_\nu^{-1} = 4\nu k_\omega^2 = 4\nu \left(\frac{\rho}{\sigma}\right)^{2/3} \omega^{4/3},$$

где ν – кинематическая вязкость жидкого гелия. Относительное вязкое уширение $\delta\omega_\nu/\Delta\omega$ изображено на рис. 8. Нелинейное уширение $\delta\omega_{nl}$ определяется характерным временем нелинейного взаимодействия τ_{nl} , которое в случае гармонической накачки зависит от частоты как $\tau_{nl} \sim \omega^{1/6}$ [15]. Таким образом,

$$\delta\omega_{nl} = \tau_{nl}^{-1} \approx \epsilon(A) \cdot \omega^{-1/6},$$

где $\epsilon(A)$ – возрастающая функция от амплитуды накачки A . Предполагается, что $\delta\omega_{nl} \approx \delta\omega_\nu$ вблизи высокочастотного края инерционного интервала

ω_b (см. график относительного нелинейного уширения на рис. 8). Таким образом, полное относительное уширение описывается следующей формулой:

$$\Gamma = \frac{4\nu(\rho/\sigma)^{2/3}\omega^{4/3} + \epsilon(A) \cdot \omega^{-1/6}}{(3\pi/D)(\sigma/\rho)^{1/3}\omega^{1/3}}.$$

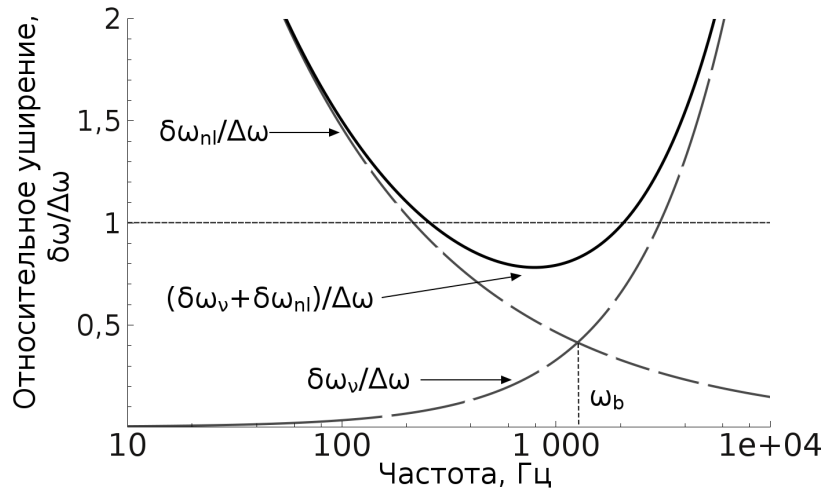


Рис. 8. Результаты оценок относительного уширения $\delta\omega/\Delta\omega$ при умеренной амплитуде гармонической накачки. Возрастающая штриховая кривая – вязкое относительное уширение $\delta\omega_\nu/\Delta\omega$, убывающая штриховая кривая – нелинейное относительное уширение $\delta\omega_{nl}/\Delta\omega$, жирная кривая с минимумом – полное относительное уширение $\delta\omega/\Delta\omega$.

Полное относительное уширение имеет минимум вблизи высокочастотного края инерционного интервала ω_b , и при умеренной амплитуде накачки меньше единицы ($\Gamma < 1$) в области частот около ω_b (см. рис. 8). В этой области частот реализуется дискретный режим капиллярной турбулентности: расстройка частот гармоник и резонансных частот становится существенной и определяет специфическую форму турбулентного распределения P_ω^2 (формирование локального максимума). При больших амплитудах накачки полное относительное уширение больше единицы, $\Gamma > 1$, для всех частот, и система становится квазинепрерывной, реализуется кинетический режим турбулентности.

В главе 4 представлены результаты изучения влияния свойств жидкого гелия-4 на положение высокочастотного края инерционного интервала.

Инерционный интервал на низких частотах ограничен областью накачки, а на высоких — диапазоном частот, где происходит изменение механизма распространения энергии волны: перенос энергии по каскаду, обусловленный нелинейным взаимодействием волн, заменяется трансформацией механической энергии волн в тепло из-за вязкого трения. Высокочастотный край инерционного интервала можно определить как частоту ω_b , при которой характерное время нелинейного взаимодействия волн τ_{nl} сравнивается по порядку величины с временем вязкого затухания τ_ν , $\tau_{nl} \sim \tau_\nu$. В рамках этого определения можно показать, что в случае узкополосной накачки изменение частоты высокочастотного края турбулентного каскада ω_b описывается степенной функцией амплитуды волны на частоте накачки A , частоты накачки ω_p , коэффициента кинематической вязкости ν , плотности жидкости ρ и коэффициента поверхностного натяжения σ .

Обратное время нелинейного взаимодействия капиллярных волн прямо пропорционально квадрату коэффициента нелинейного взаимодействия $V \sim \omega^{3/2}/\sqrt{\sigma}$ [10]:

$$1/\tau_{nl} \sim V^2 k^2 n_k / \omega_k \sim \omega^{10/3} \omega_p^{1/3} (\rho/\sigma)^{4/3} I_{\omega/\omega_p}.$$

Время вязкого затухания капиллярных волн возрастает с уменьшением коэффициента вязкости ν [14]:

$$1/\tau_\nu = 4\nu k^2 \sim \nu (\rho/\sigma)^{2/3} \omega^{4/3}.$$

Полагая, что $I_{\omega/\omega_p} \sim A^2 (\omega/\omega_p)^{-21/6}$, получаем

$$\omega_b \sim A^{4/3} \nu^{-2/3} (\rho/\sigma)^{4/9} \omega_p^{23/9}. \quad (1)$$

Амплитудная зависимость граничной частоты была подробно исследована в экспериментах на жидком водороде [2]. Было показано, что экспериментальные результаты $\omega_b(A)$, полученные на разных частотах накачки ω_p , хорошо описываются полученным выше выражением. Продолжение исследований на поверхности жидкого гелия позволяет изучить зависимость положения частоты высокочастотного края ω_b от величины коэффициента кинематической вязкости жидкости ν и поверхностного натяжения σ , так как они значительно изменяются с повышением температуры в интервале от 1.8 К до 4.2 К [16].

На рис. 9 показана частотная зависимость распределения P_ω^2 при возбуждении поверхности гармонической силой на резонансной частоте собственных колебаний поверхности жидкости $\omega_p/2\pi = 25$ Гц при температуре жидкого гелия $T=1.8$ К.

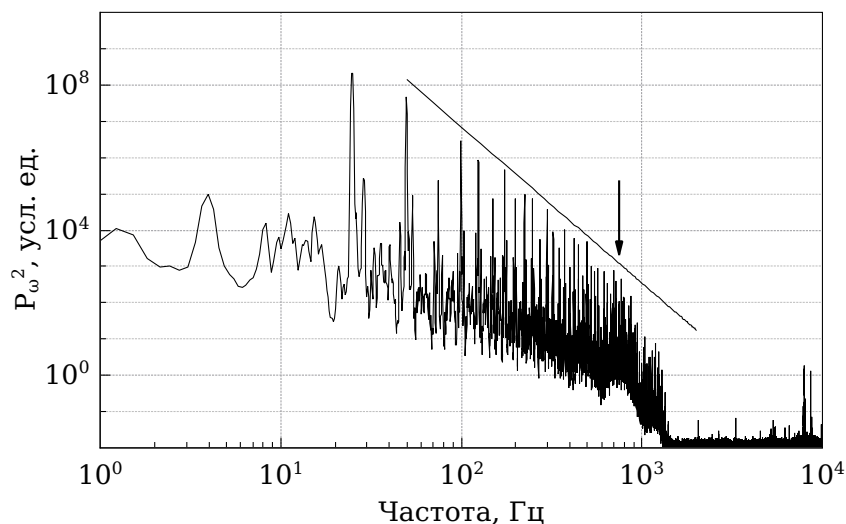


Рис. 9. Распределение P_ω^2 на поверхности сверхтекучего гелия при $T=1.8$ К. Стрелка указывает положение высокочастотного края инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = 750 \pm 100$ Гц

Угловая амплитуда волны на частоте накачки составляла приблизительно 0.015 радиан, при этом амплитуда возбуждающей волны равнялась 0.007 мм. На рисунке отчетливо видно, как степенное распределение P_ω^2 переходит в более крутую зависимость на высоких частотах, т.е. наблюдается высокочастотный край инерционного интервала. Граница высокочастотного края оценивалась из экспериментальных зависимостей P_ω^2 как частота, при которой отчетливо наблюдается отклонение зависимости P_ω^2 от степенного распределения. Положение высокочастотного края на рисунке отмечено стрелкой и составляет $\omega_b/2\pi = 750 \pm 100$ Гц.

Повышение температуры от 1.8 К до 2.3 К привело к кардинальному изменению в распределении P_ω^2 по сравнению с распределением, представленным на рис. 9 (гелий перешел из сверхтекучего состояния в нормальное состояние при $T=2.17$ К). На рис. 10 показано распределение P_ω^2 , которое было получено при температуре 2.3 К. Амплитуда волны на частоте накачки составляла 0.006 мм. Хорошо видно, что на частоте около 310 Гц

(± 50 Гц) наблюдается особенность в распределении P_{ω}^2 (отмечена стрелкой на рисунке), которая может быть интерпретирована как край инерционного интервала.

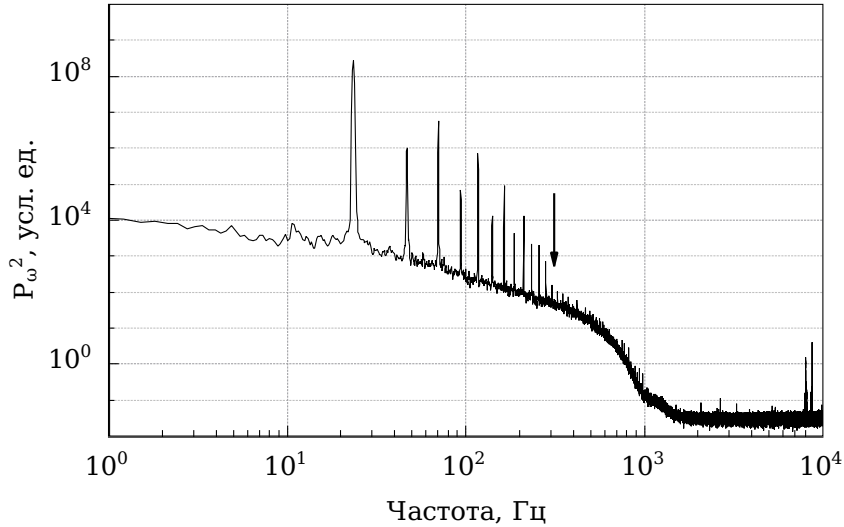


Рис. 10. Распределение P_{ω}^2 на поверхности нормального гелия при $T=2.3$ К. Стрелкой обозначен высокочастотный край инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = 310 \pm 50$ Гц

На распределении P_{ω}^2 виден “пьедестал”, идущий от низких частот до частоты порядка 1 кГц. Формирование “пьедестала” можно объяснить кипением нормального гелия.

На рис. 11 представлены результаты экспериментов, выполненных при температуре 4.2 К. Амплитуда волны на частоте накачки составляла 0.004 мм. Интенсивность кипения жидкости значительно уменьшилась. На рисунке видно, что высокочастотный край распределения P_{ω}^2 сдвинулся в сторону низких частот ($\omega_b/2\pi = 250 \pm 50$ Гц) по сравнению с распределением, полученным при $T=2.3$ К, “пьедестал” уменьшился по амплитуде, а его высокочастотный край также переместился в сторону низких частот.

Оценка отношений частот высокочастотного края инерционного интервала при температурах 1.8К и 2.3К по формуле (1) с учетом изменений амплитуды волны на частоте накачки, коэффициента поверхностного натяжения, плотности жидкости и кинематической вязкости дает величину $\omega_{1.8}/\omega_{2.3} = 2$. В тоже время экспериментальная величина отношения $\omega_{1.8}/\omega_{2.3}$ близка к 2.4 ± 0.5 . При температурах 2.3К и 4.2К теоретическая

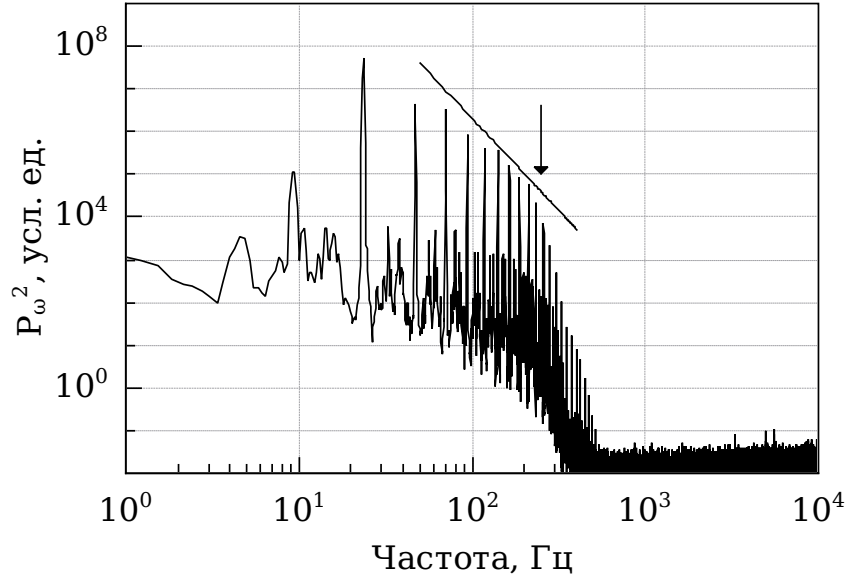


Рис. 11. Распределение P_ω^2 на поверхности нормального гелия при $T=4.2$ К. Стрелкой обозначен высокочастотный край инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = 250 \pm 50$ Гц.

оценка отношения равна $\omega_{2.3}/\omega_{4.2} = 1.3$, а установленное из экспериментальных зависимостей отношение равно 1.2 ± 0.3 . С учетом того, что зависимость ω_b от амплитуды волны на частоте накачки была подробно исследована и подтверждена ранее в экспериментах с жидким водородом [2], можно констатировать, что выражение (1) удовлетворительно описывает экспериментально определенное изменение высокочастотного края с ростом амплитуды волны на частоте накачки, значения частоты накачки, плотности, коэффициента кинематической вязкости и коэффициента поверхностного натяжения.

Глава 5 содержит результаты экспериментального изучения влияния спектральной характеристики возбуждающей силы на свойства турбулентного спектра.

Внутри инерционного интервала корреляционная функция отклонений поверхности от равновесного плоского состояния в Фурье представлении (турбулентный каскад) описывается степенной функцией частоты $I_\omega \sim \omega^{-m}$. Величина индекса m зависит от спектральной характеристики возбуждающей силы. При возбуждении поверхности жидкости низкочастотным шумом в широкой полосе $\Delta\omega$, то есть когда ширина полосы

превосходит характерную частоту накачки ω_p , $\Delta\omega > \omega_p$, корреляционная функция I_ω описывается степенной функцией ω^{-m} с индексом $m = 17/6$. Численный расчёт [17] дал величину показателя m близкую к теоретическому значению. Компьютерные моделирования [11] показали, что по мере уменьшения ширины полосы накачки шумом $\Delta\omega$ на турбулентном каскаде формируется ряд пиков равноудалённых друг от друга, а их ширина линейно зависит от частоты. При накачке в узкой полосе $\Delta\omega < \omega_p$ уменьшение высоты пиков с ростом частоты описывается степенной функцией частоты с показателем степени, абсолютная величина которого на единицу превосходит величину показателя для случая накачки шумом в широкой полосе, т.е. $m = 23/6 \approx 3.8$. Экспериментальные исследования на поверхности жидкого водорода [4] показали, что при переходе от возбуждения поверхности шумом в широкой полосе к накачке гармонической силой на одной резонансной частоте ячейки величина показателя степени уменьшается, что качественно согласуется с результатами работы [11]. Однако изменение частотной зависимости корреляционной функции при переходе от широкополосной к узкополосной накачке, как это было сделано в [11], ранее не исследовалось. Поэтому одна из целей проведенных исследований заключалась в подробном изучении эволюции турбулентного каскада при изменении ширины полосы $\Delta\omega$ от широкополосной шумовой накачки к узкополосному шумовому возбуждению. В экспериментах на поверхности сверхтекучего гелия-4 при широкополосной шумовой накачке не удалось получить спектр капиллярных волн, который был бы достаточно широким для надежного определения показателя степенной зависимости в инерционном интервале. Поэтому, эксперименты по изучению эволюции турбулентного каскада при изменении ширины полосы шумовой накачки были проведены на поверхности жидкого водорода. Конструкция экспериментальной ячейки и порядок работы подробно описаны в [5]. Эксперименты проводились при температуре жидкого водорода около 15.5 К.

На рис. 12 показано распределение P_ω^2 (тёмно-серый график), когда ширина полосы электрического сигнала $V(t)$ накачки приложенного к медному стакану составляла 64 Гц, от 39 Гц до 103 Гц, то есть поверхность возбуждалась широкополосным шумом. В частотном интервале от 200 Гц до

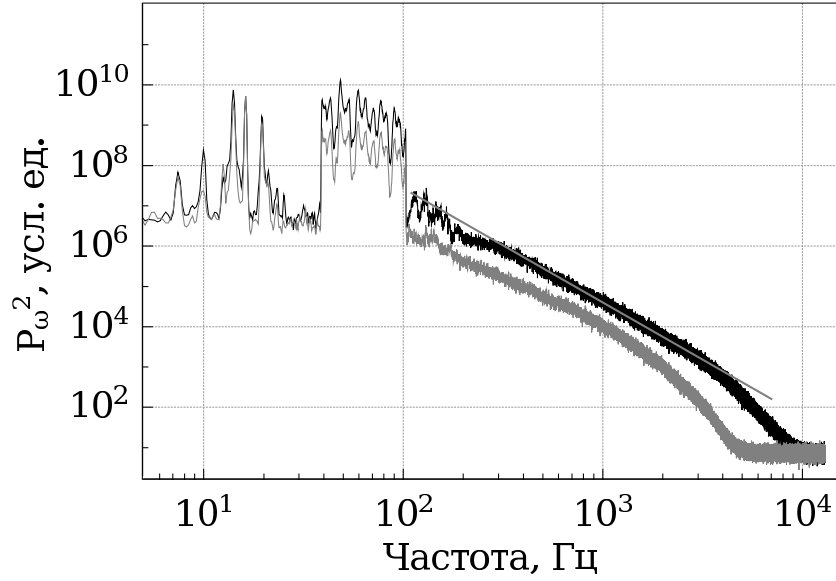


Рис. 12. Турбулентный каскад на поверхности жидкого водорода при накачке случайной силой в полосе 39–103 Гц при двух уровнях накачки. Прямая линия — степенная зависимость $\omega^{-17/6}$.

8 кГц сформировался турбулентный каскад, частотную зависимость которого можно описать степенной функцией с показателем $m = 2.8 \pm 0.1$. Для сравнения на рисунке прямой линией показана функция, прямо пропорциональная $\omega^{-17/6}$. Светло-серый график на рис. 12 соответствует спектру P_ω^2 при накачке в том же самом частотном интервале, но в два с половиной раза уменьшенной амплитудой.

Когда ширина полосы накачки шумом $\Delta\omega$ была уменьшена относительно средней частоты накачки ω_p , так что $\Delta\omega \approx \omega_p/2$, в спектре появились несколько широких пиков. Распределение P_ω^2 при накачке шумом в интервале 57–89 Гц показано на рис. 13. Первый пик на частотах 57–89 Гц соответствует волнам возбуждаемым непосредственно внешней силой. Вторым и третьим, расположенные в диапазонах ≈ 120 –170 Гц и ≈ 180 –250 Гц, соответствуют волнам родившимся в результате нелинейного взаимодействия. Расстояние между центрами пиков приблизительно равно средней частоте накачки $\omega_p = 73$ Гц. Свыше 250 Гц сформировано непрерывное турбулентное распределение с инерционным интервалом до ≈ 6 кГц.

При дальнейшем уменьшении ширины полосы накачки пики на турбулентном каскаде становятся более выраженными, минимумы более глу-

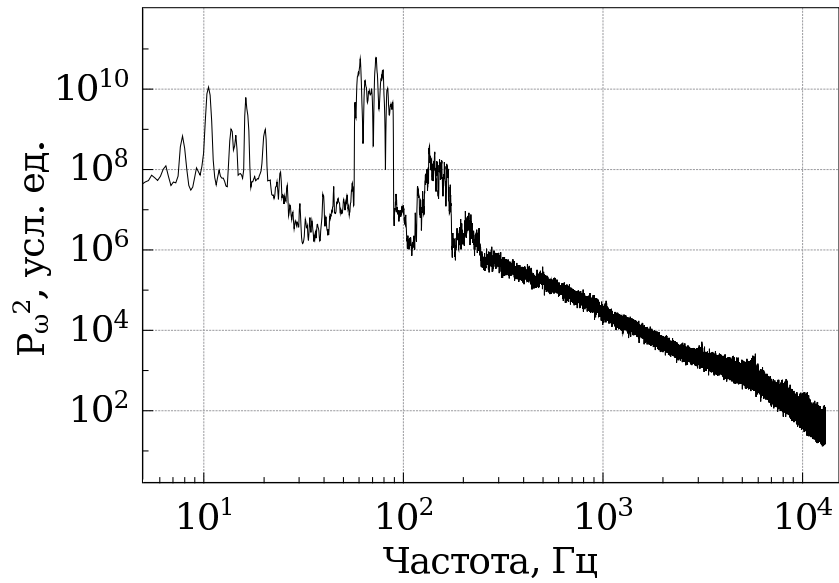


Рис. 13. Спектр P_ω^2 колебаний поверхности при накачке шумом в полосе 57–89 Гц.

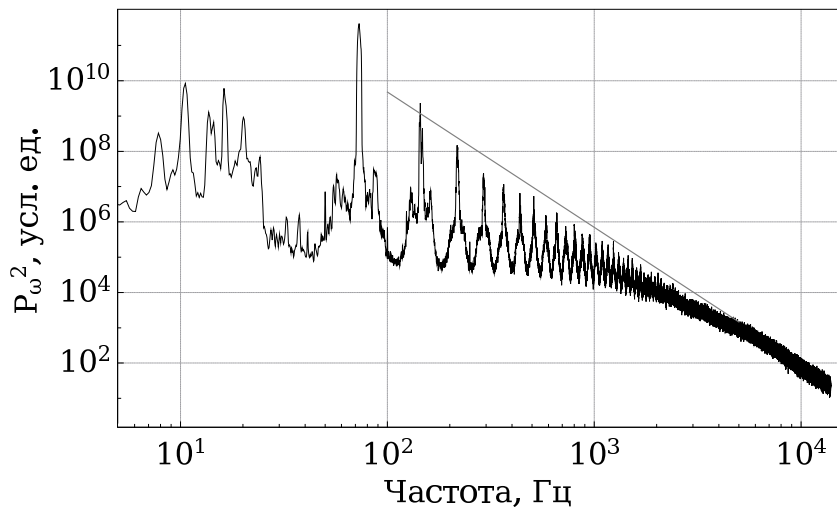


Рис. 14. Спектр P_ω^2 при накачке случайной силой в полосе 71–75 Гц. Прямая линия соответствует зависимости $\omega^{-23/6}$.

бокими. На рис. 14 показано распределение P_ω^2 при возбуждении поверхности шумом в полосе шириной 4 Гц, от 71 Гц до 75 Гц. Около 30 пиков отчётливо проявились на турбулентном каскаде. Расстояние между центрами пиками сохранилось и равняется ≈ 73 Гц. Инерционный интервал простирается до ≈ 15 кГц. Частотная зависимость положения максимумов пиков в пределах инерционного интервала близка к степенной функции $\omega^{-3.8 \pm 0.1}$. Отметим, что разница показателей степенной зависимости для случаев узкополосной и широкополосной накачки равна 1 ± 0.2 .

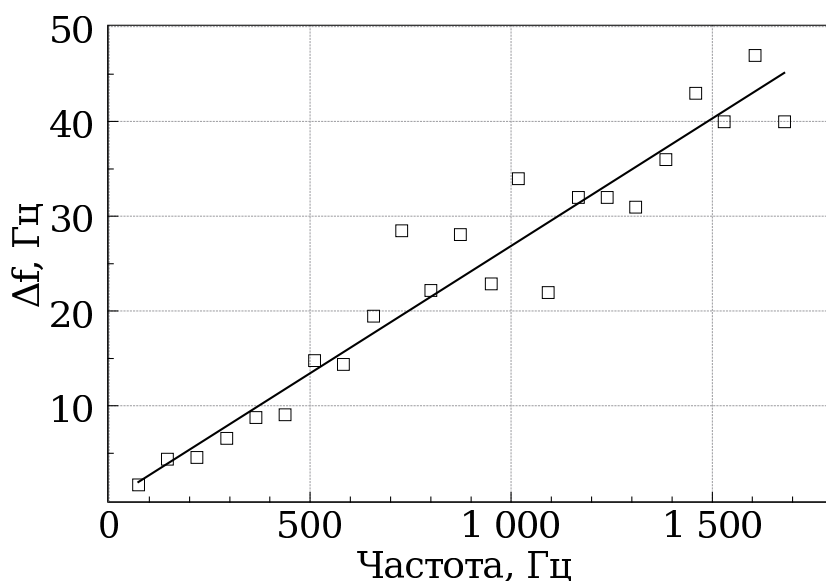


Рис. 15. Зависимость ширины Δf пиков в показанном на рис. 14 спектре от частоты. Сплошная линия — линейная зависимость 0.027ω .

Ширина пиков Δf с ростом частоты возрастает. Экспериментальная зависимость ширины пиков от частоты при накачке шумом в полосе 71–75 Гц представлена на рис.15. Очевидно, что наблюдаемый рост описывается линейной функцией и наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и предсказанной теорией линейной зависимостью.

Основные результаты и выводы. В диссертационной работе выполнены экспериментальные исследования капиллярной турбулентности на заряженной поверхности нормального и сверхтекучего гелия-4 и жидкого водорода. Использование заряженной поверхности квантовых жидкостей для изучения турбулентности на поверхности жидкости предоставляет принци-

пиальные преимущества по сравнению с традиционными экспериментами. Примененные новые идеи и методики позволили детально изучить турбулентность в системе капиллярных волн и получить новую информацию о влиянии ограниченной геометрии экспериментальной ячейки на турбулентные процессы.

1. Впервые наблюдается накопление волновой энергии на высоких частотах в турбулентном спектре капиллярных волн на поверхности сверхтекучего гелия-4 при гармонической накачке. Предложено качественное объяснение этого явления, учитывающее дискретность собственных частот колебаний поверхности в цилиндрическом резонаторе.
2. Исследовано положение высокочастотного края турбулентного распределения в зависимости от величины коэффициента кинематической вязкости, коэффициента поверхностного натяжения и плотности жидкости, и показано, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками, выполненными в рамках теории слабой волновой турбулентности.
3. Экспериментально наблюдается, что изменение спектральной характеристики возбуждающей накачки шумом (ширины полосы) приводит к качественной перестройке турбулентного каскада в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода. При широкополосной накачке турбулентное распределение хорошо описывается монотонной убывающей степенной функцией частоты с показателем близким к $m = -2.8 \pm 0.1$. В случае узкополосной накачки турбулентный каскад представляет собой ряд эквидистантных пиков, высота которых описывается степенной функцией с показателем -3.8 ± 0.1 . Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с выводами теории волновой турбулентности для капиллярных волн.

Основное содержание диссертационной работы изложено в следующих публикациях:

- [1*] G. V. Kolmakov, A. A. Levchenko, M. Yu. Brazhnikov, L. V. Abdurakhimov, P. V. E. McClintock, and L. P. Mezhov-Deglin, Capillary turbulence on the surface of quantum fluids, Progress in Low Temperature Physics, Vol. 163 on Quantum Turbulence, edited by Halperin & Tsubota, ISBN 978-0-08-054810-4 (2008)
- [2*] L. V. Abdurakhimov, M. Yu. Brazhnikov, A. A. Levchenko and L. P. Mezhov-Deglin, Developed Capillary Turbulence on the Surface of Normal and Superfluid ^4He , J. Low Temp. Phys. **150**, 426–430 (2008)
- [3*] Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Распределение вероятности осцилляций поверхности жидкого водорода в турбулентном режиме, Письма в ЖЭТФ **88**, 21–26 (2008)
- [4*] Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Капиллярная турбулентность на поверхности нормального и сверхтекучего ^4He , Физика Низких Температур **35**, 127–133 (2009)
- [5*] Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Эволюция турбулентного каскада на поверхности жидкого водорода при изменении спектральной характеристики возбуждающей силы, Письма в ЖЭТФ **89**, 139–142 (2009)
- [6*] L. V. Abdurakhimov, M. Yu. Brazhnikov, I. A. Remizov, A. A. Levchenko, Observation of wave energy accumulation in the turbulent spectrum of capillary waves on the He-II surface under harmonic pumping, Письма в ЖЭТФ **91**, 291 (2010)

Список цитированной литературы:

- [1] М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **73**, 443 (2001)
- [2] М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **74**, 660 (2001)
- [3] М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Физика Низких Температур **27**, 1183 (2001)

- [4] М. Ю. Бражников, Г.В. Колмаков, А.А. Левченко, *ЖЭТФ* **122**, 521 (2002)
- [5] М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, *ПТЭ* **6**, 31 (2002)
- [6] 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)
- [7] W. B. Wright, R. Budakian, S. J. Putterman, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4528 (1996)
- [8] Mark-Tiele Westra, *Patterns and Weak Turbulence in Surface Waves*, Eindhoven (2001)
- [9] E. Falcon, C. Laroche, S. Fauve, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 094503 (2007)
- [10] V. Zakharov, V. L'vov, G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence*, vol. 1, Springer, Berlin (1992)
- [11] Г. Е. Фалькович, А. Б. Шафаренко, *ЖЭТФ* **94**, 172 (1988)
- [12] E. A. Kartashova, *Physica D* **46**, 43 (1990)
- [13] E.A. Kartashova, *Physica D* **54**, 125 (1991)
- [14] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, т.6, Гидродинамика, Наука, Москва (1988)
- [15] Г. В. Колмаков, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 64 (2006)
- [16] R. J. Donnelly, C. F. Barenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 1217 (1998)
- [17] A. N. Pushkarev, V. E. Zakharov, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3320 (1996)