

Капиллярная турбулентность на поверхности нормального и сверхтекучего ^4He

Л.В. Абдурахимов, М.Ю. Бражников, А.А. Левченко

Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
E-mail: abdurl@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 7 июля 2008 г.

Исследована капиллярная турбулентность на поверхности жидкого гелия при возбуждении поверхностных волн гармонической силой на низкой частоте ω_p . Впервые показано, что при переходе гелия из сверхтекучего в нормальное состояние высокочастотный край инерционного интервала ω_b сдвигается в сторону низких частот. Величина сдвига хорошо описывается в рамках теории слабой волновой турбулентности. В сверхтекучем состоянии относительная ширина инерционного интервала ω_b / ω_p , в котором устанавливается развитый турбулентный каскад, может достигать двух декад.

Досліджено капілярну турбулентність на поверхні рідкого гелію при збудженні поверхневих хвиль гармонічною силою на низькій частоті ω_p . Уперше показано, що при переході гелію з надплинного в нормальний стан високочастотний край інерційного інтервалу ω_b зсувається у бік низьких частот. Величина зсуву добре описується в рамках теорії слабкої хвильової турбулентності. У надплинному стані відносна ширина інерційного інтервалу ω_b / ω_p , у якому встановлюється розвинутий турбулентний каскад, може досягати двох декад.

PACS: 68.03.Kp Динамика (капиллярные волны);
47.27.Gs Изотропная турбулентность; однородная турбулентность.

Ключевые слова: капиллярная турбулентность, сверхтекучий гелий.

Введение

На поверхности жидкости под воздействием внешней возбуждающей силы может быть сформировано турбулентное состояние в системе капиллярных волн, которое характеризуется направленным потоком энергии в обратном пространстве и значительным различием характерных масштабов волн в области накачки и в области диссипации энергии. Основной характеристикой такого турбулентного состояния является распределение энергии по частоте E_ω . Однако в наших экспериментах удобнее измерять I_ω — парную корреляционную функцию отклонения поверхности жидкости от равновесия $\eta(r, t)$ в фиксированной точке r в фурье-представлении. Распределение $I_\omega = \langle \eta_\omega^2 \rangle$ однозначно связано со спектром E_ω : $I_\omega \sim E_\omega / (\sigma k^2)$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, k — волновой вектор. В пределах инерционного интервала I_ω — степенная функция частоты, $I_\omega \sim \omega^{-m}$. Величина

показателя m определяется спектральной характеристикой возбуждающей силы. Теория слабой волновой турбулентности предсказывает [1], что при возбуждении капиллярных волн шумом в широкой полосе $m = 17/6$, а при возбуждении спектрально узкой накачкой $m = 23/6$ [2]. В экспериментах с жидким водородом мы показали, что значение m близко к теоретической оценке и при возбуждении поверхности шумом на низких частотах ($m = 2,8 \pm 0,2$), и при накачке гармонической силой на низкой частоте ($m = 3,7 \pm 0,3$) [3].

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 нелинейно-

го взаимодействия волн τ_n становится равным по порядку величины времени вязкого затухания τ_v , $\tau_n \sim \tau_v$. В рамках этого определения можно легко 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 $V_\omega \sim \omega^{3/2}/\sqrt{\sigma}$ [1]:

$$1/\tau_n \sim V_\omega^2 n_\omega \sim \omega^{10/3} \omega_p^{1/3} (\rho/\sigma)^{4/3} I_{\omega/\omega_p}. \quad (1)$$

Время вязкого затухания капиллярных волн возрастает с уменьшением коэффициента вязкости ν [4]:

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

Полагая, как это следует из наших измерений, что $I_{\omega/\omega_p} \sim A^2(\omega/\omega_p)^{-2/6}$, получаем

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

Амплитудная зависимость граничной частоты подробно исследована в наших экспериментах на жидком водороде. Было показано, что экспериментальные результаты $\omega_b(A)$, полученные на разных частотах накачки ω_p , хорошо описываются выражением (3). 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 от 1,8 до 4,2 К [3]. Примечательно, что при температуре 2,17 К жидкий гелий переходит в сверхтекучее состояние. Вблизи этой температуры происходит существенное изменение коэффициента кинематической вязкости ν , увеличение в 2,5 раза при увеличении температуры от 1,8 до 2,3 К. В то же время коэффициент поверхностного натяжения уменьшается почти в три раза с повышением температуры от 2,3 до 4,2 К при почти постоянном значении ν .

Таким образом, основной целью настоящей работы было исследование положения высокочастотного края инерционного интервала в зависимости от температуры и сравнение экспериментальных зависимостей с теоретическим предсказанием. В соответствии с (3) следовало ожидать, что повышение температуры жидкого гелия от 1,8 до 4,2 К приведет к существенному уменьшению частоты высокочастотного края инерционного интервала ω_b .

Экспериментальная методика

Для исследования капиллярной турбулентности на поверхности жидкого гелия использована оригинальная экспериментальная методика, которая была разработана ранее в экспериментах по изучению капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода [6].

Эксперименты проводились в цилиндрической ячейке, установленной в оптическом криостате, при фиксированной температуре в диапазоне 1,8–4,2 К. Температура ячейки изменялась с помощью откачки паров из гелиевой емкости криостата и контролировалась термометром сопротивления, установленным на стенке ячейки. Ячейка размещалась в вакуумной полости криостата и была прикреплена к дну гелиевой емкости. Внутри ячейки был установлен медный стакан внутренним диаметром 30 мм и высотой 4 мм. Над стаканом, на расстоянии 3 мм, горизонтально размещалась металлическая пластина.

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 $U \approx 700$ 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. Частоты возбуждающей гармонической силы ω_p варьировались в диапазоне от 10 до 100 Гц, при этом длины волн на резонансной частоте составляли приблизительно 1–0,1 см. Колебания поверхности регистрировались с помощью лазерного луча, отражающегося от поверхности. Лазерный луч диаметром 1 мм направлялся на поверхность жидкости под углом скольжения $\alpha \approx 0,15$ рад. При этом характерный размер светового пятна на поверхности жидкости составлял $d \approx 7$ мм, что больше длины капиллярных волн, возбуждаемых на поверхности на частотах выше 20 Гц, т.е. измерения проводились в режиме широкого луча [6]. Заметим, что максимальная угловая амплитуда волны в наших экспериментах не превосходила 0,05 рад.

В экспериментах измерялась зависимость от времени мощности отраженного от поверхности лазерного луча $P(t)$. Отраженный от колеблющейся поверхности луч с помощью линзы фокусировался на фотоприемник. Ток на приемнике, прямо пропорциональный мощности луча, оцифровывался скоростным 16- или 24-битным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) на частоте опроса от 40 до 100 кГц и записывался в память компьютера. Время записи сигнала $P(t)$ изменялось в пределах от 3 до 100 с. Зависимости $P(t)$ обрабатывались программой быстрого фурье-преобразования (БФП). В результате этой обработки получали распределение квадрата амплитуд гармоник по частоте P_ω^2 . Чтобы улучшить качество зависимостей P_ω^2 и минимизировать влияние случайных факторов, проводили усреднение по нескольким спектрам, полученным в ходе одной серии измерений.

Подчеркнем, что главная задача, которую мы преследовали, обрабатывая экспериментальные данные с помощью БФП процедуры, — нахождение частотной зависимости корреляционной функции отклонения поверхности от равновесия. Для этого необходимо было знать аппаратную функцию Φ_ω , связывающую парную корреляционную функцию в фурье-представлении I_ω и квадрат фурье-компоненты P_ω^2 . Ранее для поверхности жидкого водорода было показано [6], что в случае широкого луча аппаратная функция $\Phi_\omega = 1$, а корреляционная функция $I_\omega \sim P_\omega^2$. Однако показатель преломления света в жидком гелии отличается от показателя преломления в жидком водороде, 1,03 и 1,25 соответственно. Кроме того, значительно отличаются плотности и коэффициенты поверхностного натяжения. Учет этих отличий может привести для жидкого гелия к аппаратной функции, отличной от единицы при высоких амплитудах возбуждающих волн.

Рассмотрим случай широкого лазерного луча, когда характерный размер светового пятна больше длины поверхностных волн ($d \gg \lambda_{\max}$). Мощность отраженного лазерного луча $P(t)$ является интегральной характеристикой формы поверхности. Интегрирование проводится по всей поверхности пятна с переменным коэффициентом отражения R , так как его величина зависит от угла между колеблющейся поверхностью жидкости и лазерным лучом:

$$P(t) \sim \int R(\alpha + \varphi(x, t)) ds, \quad (4)$$

где $\varphi(x, t)$ — угол отклонения поверхности от горизонтального состояния.

При $\varphi \ll \alpha$ коэффициент отражения $R(\alpha + \varphi(x, t))$ можно разложить в ряд по малому параметру $\varphi(x, t)$:

$$R(\alpha + \varphi(x, t)) = R_0(\alpha) + R_1(\alpha)\varphi(x, t) + R_2(\alpha)\varphi^2(x, t) + \dots \quad (5)$$

Кубическим и следующими членами в разложении можно пренебречь в силу их малости. Тогда для мощности $P(t)$ из зависимостей (4) и (5) следует

$$P(t) \sim C_0 + R_1(\alpha) \int \varphi(x, t) ds + R_2(\alpha) \int \varphi^2(x, t) ds + \dots \quad (6)$$

В фурье-представлении разложение (6) имеет следующий вид:

$$P_\omega \sim C_1 R_1(\alpha) \varphi_\omega / k_\omega + d C_2 R_2(\alpha) \varphi_\omega^2 / 2 + \dots, \quad (7)$$

где C_1, C_2 — не зависящие от частоты константы, φ_ω и k_ω — угловая амплитуда и волновой вектор волны с частотой ω (для капиллярных волн $\omega^2 = (\sigma/\rho)k_\omega^3$). Угловая амплитуда φ_ω связана с амплитудой волны η_ω :

$$\varphi_\omega = \eta_\omega k_\omega. \quad (8)$$

В зависимости от того, какое слагаемое преобладает в выражении (7), следует по-разному интерпретировать экспериментально полученное распределение P_ω^2 .

Оценки показывают, что при малой угловой амплитуде волны на частоте накачки (много меньше 0,01 рад)

$$P_\omega^2 \sim I_\omega. \quad (9)$$

В этом случае распределение P_ω^2 отражает частотную зависимость I_ω .

При угловой амплитуде много больше 0,1 рад для диапазона от низких частот до частот порядка 1 кГц основным слагаемым в (7) становится второй член, квадратичный по углу, и

$$P_\omega^2 \sim I_{\omega/2}^2 \omega^{8/3}. \quad (10)$$

В этом случае P_ω^2 сложным образом зависит от I_ω , и значения высокочастотного края инерционного интервала ω_b , определенные по зависимостям P_ω^2 , могут отличаться от истинных ω_b .

Если на низких частотах угловые амплитуды возбуждающих волн лежат в диапазоне от $\approx 0,01$ до $\approx 0,1$ рад, то в выражении (7) существенными для исследуемого нами частотного диапазона до 1 кГц оказываются оба слагаемые.

В наших экспериментах угловые амплитуды волн не превосходили 0,05 рад. Кроме того, были проведены дополнительные измерения, которые показали, что частота ω_b практически линейно зависит от амплитуды возбуждающей силы вплоть до самых малых амплитуд. Это говорит о том, что в эксперименте реализуется вариант, при котором линейный член в выражении (7) доминирует, а влияние квадратичного члена на ω_b незначительно. Особо подчеркнем, что в наших экспериментах угловые амплитуды волн на частоте накачки поддерживались на одном уровне, поэтому отношение линейного члена к квадратичному в выра-

жении (7) было приблизительно одинаковым во всех измерениях при разных температурах.

Таким образом, частотная зависимость корреляционной функции отклонений поверхности жидкого гелия от равновесия I_ω может отличаться от частотной зависимости распределения P_ω^2 . Однако следует ожидать, что это отличие не будет значительным. В экспериментах мы определяем положение высокочастотного края инерционного интервала, но следует также полагать, что значения ω_b , определенные по зависимостям P_ω^2 при варьировании температуры, не сильно отличаются от истинных величин ω_b . Более того, в статье мы сравниваем отношение экспериментальных величин ω_b , полученных при разных температурах, с теоретическими оценками, тем самым уменьшая влияние ошибки в определении значений ω_b на их отношение.

Более подробное описание особенностей аппаратной функции в наших экспериментах будет приведено в отдельной публикации.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 показана частотная зависимость распределения P_ω^2 при возбуждении поверхности гармонической силой на резонансной частоте собственных колебаний поверхности жидкости $\omega_p = 25$ Гц при температуре жидкого гелия $T = 1,8$ К. Угловая амплитуда волны на частоте накачки составляла приблизительно 0,015 рад, при этом амплитуда возбуждающей волны равнялась 0,007 мм. Измерения выполнялись 16-битным АЦП. 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 со-

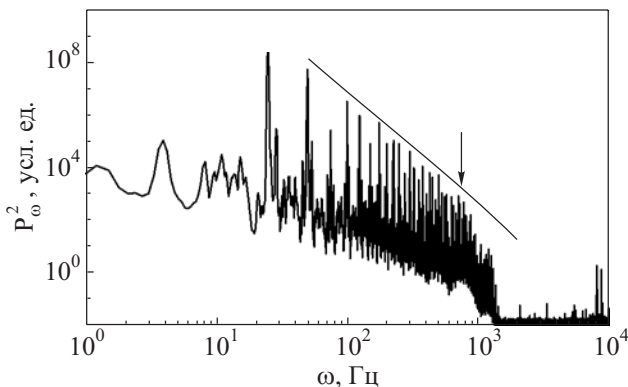


Рис. 1. Распределение P_ω^2 на поверхности сверхтекучего гелия при $T = 1,8$ К. Стрелкой показано положение высокочастотного края инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = (750 \pm 100)$ Гц.

ставляет $\omega_b/2\pi = (750 \pm 100)$ Гц. На более высоких частотах наблюдается постоянный сигнал, который соответствует уровню шума 16-битного АЦП.

Повышение температуры от 1,8 до 2,3 К привело к кардинальному изменению в распределении P_ω^2 по сравнению с представленным на рис. 1 (гелий перешел из сверхтекучего состояния в нормальное при $T = 2,17$ К). На рис. 2 показано распределение P_ω^2 , которое получено при 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.

Заметим также, что на распределении P_ω^2 виден «пьедестал», идущий от низких частот до частоты порядка 1 кГц. Однако амплитуды пиков, кратных частоте накачки, значительно превосходят по высоте амплитуду «пьедестала». Можно предположить, что за формирование «пьедестала» отвечает кипение нормального гелия.

Для проверки этого предположения были выполнены измерения $P(t)$ при медленном повышении температуры жидкого гелия от 2,1 К (сверхтекучее состояние) до 2,25 К (нормальное состояние), рис. 3. Весь диапазон температур пройден за 140 с. На рисунке видно, что в начале измерений амплитуда колебаний поверхности с течением времени (ростом температуры) уменьшается. Это связано с температурными изменениями значений σ и ρ , которые приводят к сдвигу собственной резонансной частоты стоячей волны на поверхности жидкого гелия в экспериментальной ячейке. При этом амплитуда и частота внешней возбуждающей силы поддерживаются постоянными. На 78 секунде от начала записи, когда температура жидкости достигает значения 2,17 К, наблюдается резкое увеличение амплитуды колебаний поверхности, что, очевидно, связано с переходом жидкого гелия в нормальное состояние и началом интенсивного кипения жидкости в ячейке.

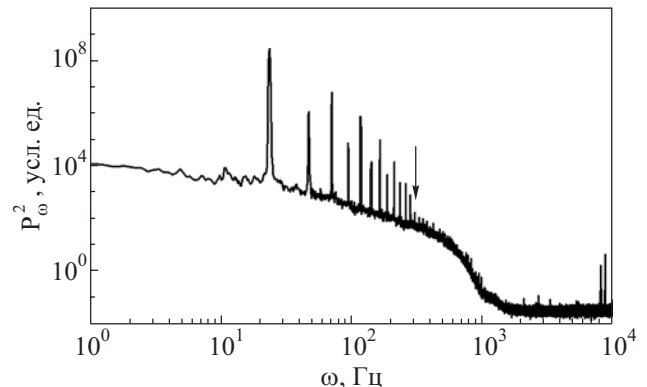


Рис. 2. Распределение P_ω^2 на поверхности нормального гелия при $T = 2,3$ К. Стрелкой обозначен высокочастотный край инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = (310 \pm 50)$ Гц.

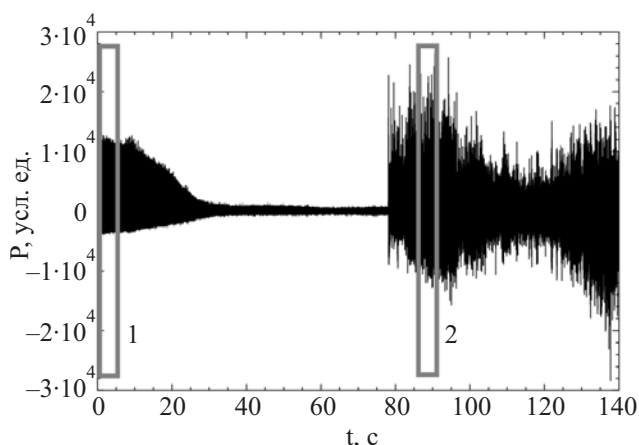


Рис. 3. Сигнал $P(t)$, записанный при переходе гелия из сверхтекучего состояния в нормальное.

На рис. 4 показаны распределения P_{ω}^2 , полученные в сверхтекучей фазе при температуре 2,1 К и в нормальной фазе при температуре 2,18 К. Распределения P_{ω}^2 были получены обработкой части сигналов, отмеченных на рис. 3 рамками. В отличие от распределений, представленных на рис. 1 и 2, усреднение здесь не производилось. Сравнивая рис. 1 и 4, б, можно отметить качественное совпадение форм «пьедестала» и распределения P_{ω}^2 , формируемого пузырьковым кипением в нормальном гелии. Таким образом, можно заключить, что при пузырьковом кипении на

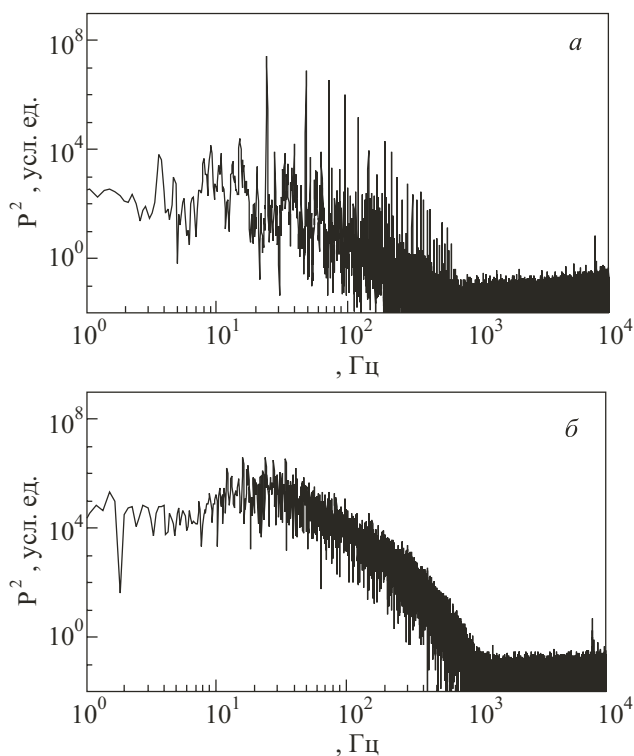


Рис. 4. Распределение P_{ω}^2 на участках 1 (а) и 2 (б) приведенного на рис. 3 сигнала.

поверхности жидкости возбуждаются колебания в довольно широком частотном диапазоне, а «пьедестал» на рис. 4, б действительно сформирован процессом кипения.

Дальнейшие измерения были выполнены при температуре 4,2 К (рис. 5). 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.

Применение 24-битного АЦП позволило расширить динамический диапазон измерений амплитуд волн на поверхности жидкости почти на два порядка и наблюдать на сверхтекучем гелии край инерционного интервала при частотах более высоких, чем в экспериментах на поверхности жидкого водорода. На поверхности сверхтекучего гелия удается наблюдать развитый турбулентный каскад, относительная ширина которого составляет около двух декад. В качестве примера на рис. 6 представлено распределение P_{ω}^2 , полученное с помощью 24-битного АЦП при возбуждении поверхности жидкости на частоте 34 Гц при температуре 1,6 К. Угловая амплитуда волны на частоте накачки близка к максимально возможной в данных экспериментах и составляла приблизительно 0,05 рад, а амплитуда волны — 0,02 мм. На высоких частотах отчетливо наблюдается край инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = (2800 \pm 300)$ Гц. Частотная зависимость распределения хорошо описывается степенной функцией, $P_{\omega}^2 \sim \omega^{-4 \pm 0,3}$. Экспериментальное значение показателя степени $m = 4$ близко к теоретической оценке для узкополосной накачки $m = 23/6 = 3,8$.

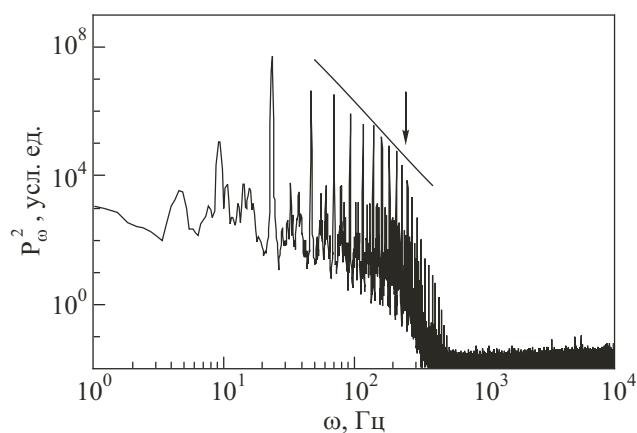


Рис. 5. Распределение P_{ω}^2 на поверхности нормального гелия при $T = 4,2$ К. Стрелкой обозначен высокочастотный край инерционного интервала, $\omega_b/2\pi = (250 \pm 50)$ Гц.

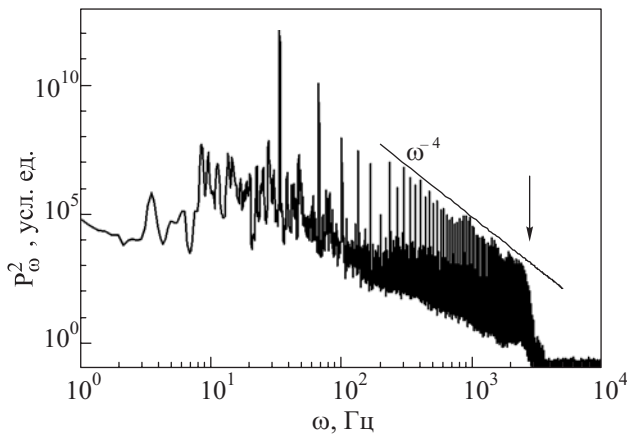


Рис. 6. Турбулентный каскад на поверхности сверхтекучего гелия при $T = 1,6$ К.

Обсуждение

С повышением температуры от 1,8 до 4,2 К изменяется как величина коэффициента кинематической вязкости (увеличивается в 2,5 раза), так и величина коэффициента поверхностного натяжения (уменьшается в 3 раза) и плотность жидкости (уменьшается в 1,2 раза). Оценка отношений частот высокочастотного края инерционного интервала при температурах 1,8 и 2,3 К по формуле (3) с учетом изменений амплитуды волны на частоте накачки, коэффициента поверхностного натяжения, плотности жидкости, вязкости дает величину $\omega_{1,8} / \omega_{2,3} = 2$. В то же время экспериментальная величина отношения $\omega_{1,8} / \omega_{2,3}$ близка к $2,4 \pm 0,5$. При температурах 2,3 и 4,2 К теоретическая оценка $\omega_{2,3} / \omega_{4,2} = 1,3$, а установленное из экспериментальных зависимостей отношение равно $1,2 \pm 0,3$. Специально подчеркнем, что при изменении температуры от 2,3 до 4,2 К значительно изменяется коэффициент поверхностного натяжения и плотность, в то время как вязкость остается практически неизменной.

Особо отметим, что в экспериментах, выполненных при разных температурах, амплитуды волны на частоте накачки подобраны так, чтобы во всех измерениях была приблизительно одинаковой угловая амплитуда. При одинаковых частотах накачки длина волны на частоте накачки значительно меняется с изменением температуры жидкости. Поэтому для поддержания угловой амплитуды на одном уровне изменение длины волны компенсировалось изменением амплитуды волны по формуле (8). Это различие амплитуд учитывалось при вычислении отношения частот высокочастотного края инерционного интервала по формуле (3).

С учетом того, что зависимость ω_b от амплитуды волны на частоте накачки (3) была подробно исследована и подтверждена ранее в экспериментах с жидким водородом [7], можно констатировать, что выражение

(3) 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.

Согласно работе [8], время нелинейного взаимодействия волн возрастает с ростом частоты по закону $\tau_n \sim \omega^{1/6}$. Время вязкого затухания уменьшается с ростом частоты по закону (2). Кроме того, отношение времени нелинейного взаимодействия волн к времени вязкостного затухания τ_n / τ_v на высокочастотной границе ω_b близко к единице [7]. При сделанных предположениях отношение τ_n / τ_v на частоте накачки ω_p равно $\tau_n / \tau_v \approx (\omega_p / \omega_b)^{3/2}$. Относительная ширина инерционного интервала ω_b / ω_p в эксперименте на поверхности сверхтекучего гелия (рис. 6) составляет почти два порядка. Следовательно, на частоте накачки

$$\tau_n / \tau_v \approx (10^{-2})^{3/2} = 10^{-3}. \quad (11)$$

Оценка времени вязкостного затухания на частоте накачки по формуле (2) дает значение $\tau_v \approx 5$ с. Следовательно, на частоте накачки нелинейное время $\tau_n \approx 5$ мс и поэтому нелинейное взаимодействие эффективно обеспечивает отток энергии из области накачки в сторону высоких частот. При возрастании частоты до границы инерционного интервала нелинейное время τ_n увеличивается всего в два раза, а время вязкого затухания уменьшается почти в 500 раз и, в результате, достигается соотношение $\tau_n \sim \tau_v$.

Таким образом, использование жидкого гелия в нормальном и сверхтекучем состояниях в качестве пробной среды для исследования свойств капиллярной турбулентности позволило экспериментально исследовать положение высокочастотного края в зависимости от величины коэффициента кинематической вязкости, коэффициента поверхностного натяжения и плотности жидкости и показать, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками, выполненными в рамках теории слабой волновой турбулентности.

Авторы благодарны В.Н. Хлопинскому за помощь в подготовке экспериментов и Г.В. Колмакову и Л.П. Межову-Деглину за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке грантов НШ-5365. 2008.2, РФФИ 06-02-17253, 07-02-00728 и программ Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и «Фундаментальные проблемы нелинейной динамики».

1. V. Zakharov, V. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence*, Vol. 1, Springer, Berlin (1992).
2. Г.Е. Фалькович, А.В. Шафаренко, *ЖЭТФ* **94**, 7, 172 (1988).
3. М.Ю. Бражников, Г.В. Колмаков, А.А. Левченко, *ЖЭТФ* **122**, 521 (2002).

4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
5. R.J. Donnelly and C.F. Varenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 6 (1998).
6. М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *ПТЭ* **6**, 31 (2002).
7. М.Ю. Бражников, Г.В. Колмаков, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 660 (2001).
8. Г.В. Колмаков, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 64 (2006).

Capillary turbulence on the surface of normal and superfluid ^4He

L.V. Abdurakhimov, M.Yu. Brazhnikov,
and A.A. Levchenko

The capillary turbulence on the surface of liquid helium was studied when the surface waves

were excited by harmonic force at low frequency ω_p . It was observed for the first time that the high-frequency boundary of inertial interval ω_b was shifted towards low frequency ω_p under the phase transition from superfluid to normal state. The shift magnitude is well described by the theory of weak wave turbulence. The relative width of inertial interval in the superfluid state ω_b / ω_p can reach two orders of magnitude.

PACS: 68.03.Kn Dynamics (capillary waves);
47.27.Gs Isotropic turbulence; homogeneous turbulence.

Keywords: capillary turbulence, superfluid helium.