

Капиллярная турбулентность на поверхности жидкого водорода

М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 22 февраля 2001 г.

После переработки 13 марта 2001 г.

Представлены результаты исследований нелинейных капиллярных волн на заряженной поверхности жидкого водорода. Экспериментально определена частотная зависимость распределения отклонения поверхности от равновесия при спектрально узкой низкочастотной накачке. Показано, что в интервале частот 100 Гц – 5 кГц распределение описывается степенной функцией $\text{const } \omega^m$ (скейлинг). Показатель m близок к -3 , что свидетельствует об установлении режима капиллярной турбулентности.

PACS: 47.27.Gs, 68.03.Kn

В этом письме мы сообщаем о результатах изучения спектра колебаний заряженной поверхности жидкого водорода при возбуждении поверхности внешней силой с частотой от 20 до 300 Гц. Исследования проводились в цилиндрической ячейке во внешнем электрическом поле, напряженность которого была меньше критической величины, при которой происходит реконструкция заряженной плоской поверхности жидкости [1].

Известно, что капиллярные волны на поверхности жидкости характеризуются относительно сильным нелинейным взаимодействием [2]. Ансамбль взаимодействующих волн может быть описан в рамках кинетического уравнения, вполне аналогичного уравнению Больцмана газовой динамики. Закон дисперсии капиллярных волн $\omega = (\sigma/\rho)^{1/2} k^{3/2}$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность жидкости, является распадным. Следовательно, основной вклад во взаимодействие волн вносят трехволновые процессы – распад волны на две с сохранением суммарного волнового вектора и суммарной частоты, а также обратный ему процесс слияния двух волн в одну.

Стационарное распределение поверхностных волн может быть описано парной корреляционной функцией в фурье-представлении $I_\omega = \langle |\eta_\omega|^2 \rangle$ для отклонений поверхности от плоского состояния $\eta(r, t)$. Теория однородной капиллярной турбулентности [3] предсказывает степенную зависимость от частоты корреляционной функции

$$I_\omega = \text{const } \omega^{-17/6} \quad (1)$$

в инерционном интервале – колмогоровский спектр. Со стороны низких частот инерционный интервал ограничивается частотой накачки, а на высоких частотах – вязким затуханием. Распределение (1) ха-

рактеризуется постоянным потоком энергии в сторону больших частот и, следовательно, реализуется на частотах выше частоты накачки (прямой каскад). Это предсказание подтверждается результатом численных расчетов нелинейной эволюции капиллярных волн, проведенных непосредственно из первых принципов на основании уравнений гидродинамики [4].

Целью настоящей работы является изучение стационарного распределения капиллярных волн на поверхности жидкого водорода и сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории слабой капиллярной турбулентности о формировании степенного колмогоровского спектра. Достоинством жидкого водорода для экспериментов по капиллярной турбулентности является низкая величина кинематической вязкости и высокая величина коэффициента нелинейности капиллярных волн, что позволяет наблюдать колмогоровское турбулентное распределение в широком инерционном интервале частот. Отметим, что степенную зависимость от частоты для корреляционной функции отклонений поверхности от равновесия наблюдали недавно на частотах менее 1 кГц в экспериментах на воде [5].

Спектр частот собственных колебаний заряженной поверхности жидкости в цилиндрической ячейке был изучен ранее [6]. Дискретность и неэквидистантность спектра необходимо учитывать при сравнении результатов наших исследований с выводами теории, развитой для непрерывного спектра.

Методика эксперимента. Эксперименты были проведены в оптической ячейке, которая размещалась в гелиевом криостате. Внутри ячейки был установлен горизонтальный плоский конденсатор. На нижней обкладке конденсатора располагалась радиоактивная пластина. Водород конденсировался в стакан, образованный нижней обкладкой и охранным

кольцом диаметром 25 мм и высотой 3 мм. Толщина слоя жидкости составляла 3 мм. На расстоянии 4 мм над поверхностью жидкости располагалась верхняя обкладка конденсатора – коллектор диаметром 25 мм. Температура жидкости в экспериментах равнялась 15 К.

Свободная поверхность жидкости заряжалась с помощью радиоактивной пластины, излучающей β -электроны. Электроны ионизировали тонкий слой жидкости вблизи пластины. Между обкладками конденсатора прикладывалось постоянное напряжение $U = 1300$ В. Знак зарядов, образующих квазидвумерный слой под поверхностью жидкости, определялся полярностью напряжения. В данных экспериментах изучали колебания положительно заряженной поверхности. Металлическое охранное кольцо, установленное вокруг радиоактивной пластины, препятствовало уходу зарядов из-под поверхности на стенки контейнера.

Колебания поверхности жидкого водорода (стоячие волны) возбуждали с помощью переменного напряжения, прикладываемого к охранному кольцу в дополнение к постоянному, на одной из резонансной частот.

Из наших предыдущих измерений [6] на этой же ячейке следует, что спектр собственных колебаний заряженной поверхности жидкого водорода хорошо описывается выражением, полученным в работе [7] с учетом конечной толщины слоя жидкости, расстояния от поверхности до верхней обкладки конденсатора и приложенного напряжения U . На частотах выше 20 Гц спектр собственных колебаний близок к $\omega \sim k^{3/2}$.

Колебания поверхности жидкого водорода регистрировали по изменению мощности отраженного от поверхности лазерного луча. Угол между лучом и невозмущенной плоской поверхностью (угол скольжения) составлял $\alpha = 0.2$ рад. Линейный размер светового пятна на поверхности составлял $l \approx 0.5$ мм. Отраженный от колеблющейся поверхности луч с помощью линзы фокусировался на фотоприемник. Напряжение на фотоприемнике, прямо пропорциональное мощности луча $P(t)$, записывалось компьютером с помощью скоростного 12-битного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в течение нескольких секунд.

Мощность лазерного луча, отраженного от поверхности жидкости, определяется углом скольжения и зависит от соотношения между длиной волны на поверхности λ и размером светового пятна l . В наших экспериментах угол отклонения колеблющейся поверхности от плоского состояния, $\delta\varphi \leq 10^{-2}$ рад, много меньше угла α . Для волн малой амплитуды,

длина которых значительно превосходит размер светового пятна, $\lambda \gg l$, мощность отраженного луча является линейной функцией угла $\delta\varphi$ [8]. В противоположном случае, $\lambda < l$, когда на размере пятна укладывается несколько длин волн, регистрируемая мощность отраженного луча определяется усредненной по площади светового пятна величиной угла наклона поверхности. Оценки показывают, что изменение мощности отраженного луча в целом пропорционально произведению амплитуды изменения угла $\delta\varphi$ на длину волны λ . Частота волны на поверхности жидкого водорода с длиной $\lambda \approx l$, вблизи которой следует ожидать перехода от одного режима регистрации колебаний к другому, составляет величину $\omega_l/2\pi \approx 500$ Гц.

Результаты эксперимента и их обсуждение. В данной работе изучался спектр колебаний заряженной поверхности жидкого водорода при возбуждении поверхности на частоте от 20 до 300 Гц. Частотный спектр мощности отраженного от заряженной поверхности жидкого водорода лазерного луча получали фурье-преобразованием измеренной зависимости $P(t)$. Типичные результаты приведены на рис.1 и 2.

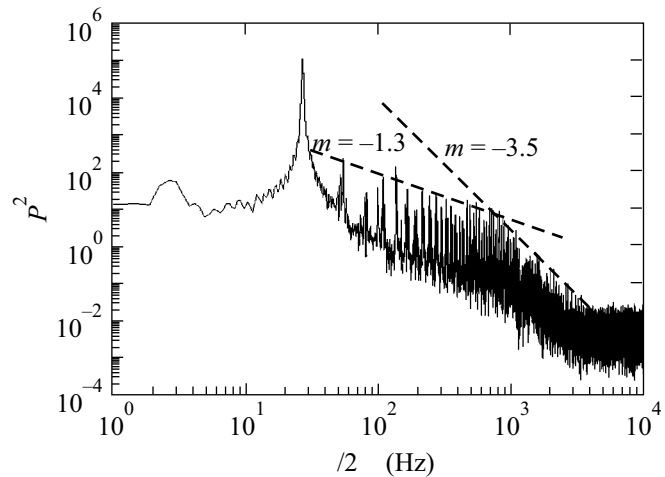


Рис.1. Зависимость от частоты квадрата фурье-компоненты мощности отраженного лазерного луча от колеблющейся заряженной поверхности. Частота накачки $\omega_p/2\pi = 28$ Гц, $U = 1300$ В. Штриховые прямые соответствуют зависимостям ω^m , где m равно -1.3 и -3.5

На рис.1 приведена зависимость от частоты квадрата амплитуды Фурье P_ω^2 измеренного сигнала. Возбуждение поверхности проводили на частоте третьего резонанса поверхностных волн в ячейке, $\omega_p/2\pi = 28$ Гц. На кривой, описывающей зависимость P_ω^2

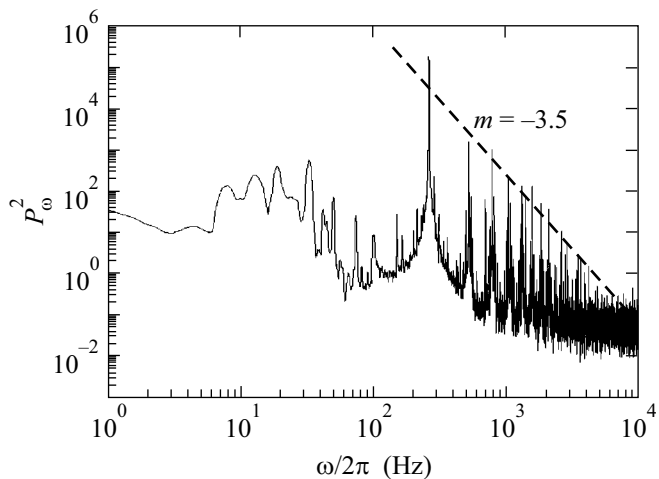


Рис.2. Распределение P_ω^2 при накачке $\omega_p/2\pi = 263$ Гц, $U = 1300$ В. Штриховая прямая соответствует зависимости $P_\omega^2 \sim \omega^{-3.5}$

от $\omega/2\pi$, виден основной пик на частоте накачки, ω_p , и пики на кратных частотах. Эти пики соответствуют капиллярным волнам, которые возбуждаются на поверхности жидкости в результате нелинейности. На частотах до 800 Гц зависимость высоты пиков от частоты можно описать степенной функцией ω^m с показателем $m \approx -1.3$. На высоких частотах $\omega/2\pi > 800$ Гц зависимость высоты пиков от частоты описывается более сильной степенной функцией с показателем $m \approx -3.5$. На частотах более 4 кГц пики исчезают в приборном шуме. Изменение показателя m степенной функции, описывающей зависимость высоты пиков от частоты, которая наблюдается вблизи 800 Гц, можно приписать переходу от режима регистрации длинноволновых колебаний с $\omega < \omega_l$ к режиму регистрации коротковолновых колебаний ($\omega > \omega_l$). Наблюдаемое значение $\omega_l/2\pi = 800$ Гц близко к приведенной выше величине, полученной из качественных соображений.

На рис.2 показана зависимость P_ω^2 от частоты, полученная в эксперименте при частоте накачки $\omega_p/2\pi = 263$ Гц (16-й резонанс). Из графика видно, что при $\omega > \omega_p$ высота пиков уменьшается по закону, близкому к $P_\omega^2 \sim \omega^{-3.5}$, с повышением частоты вплоть до 5 кГц. Повышение частоты накачки привело к существенному изменению в спектре – на графике отсутствует низкочастотный интервал, где P_ω^2 пропорциональна $\omega^{-1.3}$.

В наших экспериментах измеряется мощность отраженного луча, которая при $\omega < \omega_l$ пропорциональна углу отклонения поверхности от равновесного положения $\delta\varphi$. Угол можно оценить как отношение ам-

плитуды волны к ее длине. Тогда в частотном представлении корреляционная функция отклонений поверхности от равновесия записывается как

$$I_\omega = \langle |\eta_\omega|^2 \rangle \sim (\omega^{-2/3} \delta\varphi_\omega)^2 \sim P_\omega^2 \omega^{-4/3}. \quad (2)$$

При $\omega > \omega_l$ мощность $P_\omega \sim \lambda \delta\varphi_\omega$, или

$$I_\omega \sim P_\omega^2. \quad (3)$$

Из зависимостей P_ω^2 , представленных на рис.1 и 2, следует, что в интервале частот 200–800 Гц корреляционная функция, оцененная по формуле (2), близка к $I_\omega \sim \omega^{-2.6}$. При частотах выше 800 Гц оценка по формуле (3) дает $I_\omega \sim \omega^{-3.5}$. Таким образом, экспериментальные данные демонстрируют степенную зависимость от частоты корреляционной функции отклонений поверхности (скейлинг) в частотном диапазоне 100–5000 Гц. Это находится в качественном согласии с результатами работы [5]. Измеренные показатели степенных функций близки к теоретической оценке (1), что свидетельствует об установлении режима слабой турбулентности в системе капиллярных волн. Отличие показателя m от теоретической величины на низких частотах может возникать вследствие дискретности спектра собственных колебаний поверхности жидкости в ячейке конечных размеров. Кроме того, условия возбуждения колебаний в наших экспериментах и в теоретической модели различаются: в эксперименте применяется накачка на фиксированной частоте, а в теории соотношение (1) получено для случая накачки в широком интервале частот, когда одновременно возбуждается большое число собственных колебаний поверхности.

Таким образом, экспериментально наблюдается степенная зависимость корреляционной функции отклонений поверхности жидкого водорода от частоты (скейлинг) в интервале частот 100–5000 Гц. Частотная зависимость корреляционной функции, полученная обработкой экспериментальных данных, качественно согласуется с предсказанием теории слабой капиллярной турбулентности.

Авторы благодарны В. Е. Захарову и Е. А. Кузнецову за полезные обсуждения, Е. Генри, П. Альстрому и М. Левинсену за предоставление текста статьи [5] до ее опубликования, и В. Н. Хлопинскому за помощь в подготовке экспериментов. Исследования выполнены при частичной поддержке Министерства промышленности, науки и технологий РФ (проект “Кристалл-6”) и гранта INTAS-NETWORK # 97-1643.

1. А. А. Левченко, Г. В. Колмаков, Л. П. Межов-Деглин и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 547 (1997).

2. V. Zakharov, V. L'vov, and G. Fal'kovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence*, vol.1, *Wave Turbulence*, Springer-Verlag, Berlin, 1992.
3. В. Е. Захаров, Н. Н. Филоненко, *Ж. Прикл. Мех. Техн. Физ.* **5**, 62 (1967).
4. A.N. Pushkarev and V.E. Zakharov, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3320 (1996).
5. E. Henry, P. Alstrom, and M. T. Levinsen, *Euro. Phys. Lett.* **52**, 27 (2000).
6. A. A. Levchenko, G. V. Kolmakov, L. P. Mezhov-Deglin et al., *J. Low Temp. Phys.* **119**, 343 (2000).
7. Д. М. Черникова, *ФНТ* **2**, 1374 (1976).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982, стр. 405.