

ный на рис. 3а. Однако до тех пор пока не существует связь между спиновыми подсистемами, количество электронов со спинами вверх и вниз одинаково, т.е. средний спин не возникает. "Сообщение" между спиновыми подзонами осуществляется спиновая релаксация. На рисунке За стрелками показаны процессы с переворотом спина. Видно, что если вероятность рассеяния с переворотом спина зависит от переданного импульса, то будет происходить генерация спина: переходы из подзоны со спином вверх в подзону со спином вниз и обратные будут идти с разной интенсивностью. Однако и релаксация спина контролируется теми же процессами, поэтому в стационарное значение спина вероятность процессов переворота спина не входит. В результате верна формула (5), однако в большом количестве теоретических работ коэффициент  $c$  различен (в качестве обзора см. работу [23] и приведённые там ссылки). Различие связано с тем, что величина спиновой ориентации зависит от соотношения темпов спиновой и энергетической релаксации. Если процессы энергетической релаксации идут быстрее релаксации спина, то они быстро перемешивают спин между электронами с разными энергиями. Спиновое распределение по энергии в этом случае равновесно, однако  $c = 1/2$ , т.е. в два раза больше, чем в реальном магнитном поле. В обратном пределе медленной энергетической релаксации спин устанавливается при каждой энергии независимо. В результате  $c = 1/4$ , однако энергетическое распределение спина неравновесно [23]. В эксперименте процессы энергетической релаксации идут медленно при температурах 4–10 К, а при более высоких температурах энергетическая релаксация становится быстрее спиновой. При сопоставимых временах энергетической и спиновой релаксации коэффициент  $c$  лежит между 1/4 и 1/2.

Интересен случай симметрично легированных (110) квантовых ям. В таких системах симметрия разрешает ориентацию нормальной компоненты спина током, текущим вдоль оси [110], однако спиновое расщепление Рашбы равно нулю и спиновая релаксация по механизму Дьяконова – Переля отсутствует. Если учесть флуктуации положения легирующей примеси, то локально яма становится несимметричной, что приводит к флуктуациям спин-орбитального взаимодействия и включает спиновую релаксацию [24]. При этом оказывается возможной и спиновая ориентация током, но замечательно, что коэффициент  $c$  в формуле (5) становится функцией длины корреляции флуктуаций спин-орбитального поля [23]. Так же интересна кинетика спиновой ориентации током в такой системе, которая при медленной энергетической релаксации не моноэкспоненциальна [23].

Ещё одним классом систем, в которых возможна спиновая ориентация током, являются двумерные топологические изоляторы, реализующиеся, например, на поверхности трёхмерных соединений  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Электронный спектр в таких системах является линейным по двумерному волновому вектору и описывается эффективным гамильтонианом (1). Важно, что в этом случае вклад (1) не является малой поправкой, поскольку квадратичные по  $k$  слагаемые отсутствуют. Спин в топологических изоляторах ориентируется перпендикулярно току, как показано на рис. 2а, а его величина  $s = k_{\text{dr}}/(2k_F)$ , где  $k_F$  — фермиевский волновой вектор [23].

Работа поддержана программами РАН, РФФИ и грантом Президента для молодых учёных.

## Список литературы

1. Rashba Э И *ФТТ* **2** 1224 (1960) [Rashba E I *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 (1960)]
2. Rashba Э И *УФН* **84** 557 (1964) [Rashba E I *Sov. Phys. Usp.* **7** 823 (1965)]
3. Averkiev N S, Golub L E *Phys. Rev. B* **60** 15582 (1999)
4. Averkiev N S, Golub L E *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114002 (2008)
5. Аверкиев Н С *УФН* **180** 777 (2010) [Averkiev N S *Phys. Usp.* **53** 742 (2010)]
6. Schliemann J, Egues J C, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **90** 146801 (2003)
7. Altshuler B L, Aronov A G, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: Elsevier, 1985) p. 1
8. Iordanskii S V, Lyanda-Geller Yu B, Pikus G E *Письма в ЖЭТФ* **60** 199 (1994) [*JETP Lett.* **60** 206 (1994)]
9. Knap W et al. *Phys. Rev. B* **53** 3912 (1996)
10. Studenikin S A et al. *Phys. Rev. B* **68** 035317 (2003)
11. Golub L E *Phys. Rev. B* **71** 235310 (2005)
12. Guzenko V A et al. *Phys. Status Solidi C* **3** 4227 (2006)
13. Yu G et al. *Phys. Rev. B* **78** 035304 (2008)
14. Glazov M M, Golub L E *Semicond. Sci. Technol.* **24** 064007 (2009)
15. Глазов М М, Голуб Л Е *ФТП* **40** 1241 (2006) [Glazov M M, Golub L E *Semiconductors* **40** 1209 (2006)]
16. Gurioli M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 183901 (2005)
17. Glazov M M, Golub L E *Phys. Rev. B* **77** 165341 (2008)
18. Glazov M M, Golub L E *Phys. Rev. B* **82** 085315 (2010)
19. Amo A et al. *Phys. Rev. B* **80** 165325 (2009)
20. Ganichev S D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 127 (2006); cond-mat/0403641
21. Silov A Yu et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 5929 (2004)
22. Sih V et al. *Nature Phys.* **1** 31 (2005)
23. Golub L E, Ivchenko E L *Phys. Rev. B* **84** 115303 (2011)
24. Glazov M M, Sherman E Ya, Dugaev V K *Physica E* **42** 2157 (2010)

PACS numbers: 47.27.Gs, 47.35.Pq, 68.03.Kn  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208i.0879

## Кинетическая и дискретная турбулентность на поверхности квантовой жидкости

Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников,  
А. А. Левченко, И. А. Ремизов, С. В. Филатов

### 1. Введение

Волновой турбулентностью называется неравновесное состояние системы взаимодействующих нелинейных волн, в котором области накачки энергии и её диссипации значительно разнесены по шкале волновых векторов. Турбулентное состояние характеризуется направленным потоком энергии  $P$  в  $k$ -пространстве. Волновые турбулентные состояния реализуются во многих нелинейных системах, например в плазме [1], магнитных системах твёрдых тел [2], а также на поверхности морей и океанов [3]. В наших экспериментах мы исследуем турбулентность в системе капиллярных волн, где основную роль играет поверхностное натяжение. Волны на поверхности воды с длиной волны более 17 мм принято считать гравитационными, а с меньшей длиной — капиллярными.

Частота  $\omega$  капиллярных волн на поверхности жидкости определяется величиной волнового вектора  $k$  и также

Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, И. А. Ремизов, С. В. Филатов. Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., РФ  
E-mail: levch@issp.ac.ru

зависит от коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma$  и плотности жидкости  $\rho$ :

$$\omega = \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/2} k^{3/2}. \quad (1)$$

Закон дисперсии капиллярных волн (1) является распадным, т.е. разрешены трёхволновые процессы распада одной волны на две и слияние двух волн в одну с сохранением энергии и импульса:

$$\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3, \quad k_1 \pm k_2 = k_3. \quad (2)$$

При возбуждении поверхности жидкости внешней силой в системе капиллярных волн может быть сформировано турбулентное состояние, в котором поток энергии  $P$  в  $k$ -пространстве из области накачки направлен в сторону больших векторов (высоких частот), — прямой каскад. В предположении слабости взаимодействия волн, когда основной вклад в перенос энергии вносят трёхволновые процессы, теория волновой (слабой) турбулентности [4] предсказывает степенное распределение энергии волн по шкале частот:  $E(\omega) \sim \omega^{-3/2}$ .

Однако в экспериментах с капиллярными волнами исследовать распределение энергии по шкале частот весьма затруднительно. С экспериментальной точки зрения наиболее удобно исследовать парную корреляционную функцию отклонения поверхности от равновесного состояния  $I(\tau) = \langle \eta(r, t + \tau) \eta(r, t) \rangle$  в точке  $r$ , а не распределение энергии  $E_\omega$ , так как величина отклонения поверхности от плоской  $\eta(r, t)$  может быть измерена непосредственно.

Теория волновой турбулентности [4] для системы капиллярных волн на поверхности жидкости предсказывает формирование турбулентного каскада в инерционном интервале, ограниченном областью накачки на низкой частоте и диссипативным интервалом на высоких частотах. Внутри инерционного интервала парная корреляционная функция  $I(\tau)$  в фурье-представлении описывается степенной функцией частоты (турбулентный каскад):

$$I_\omega \sim \omega^{-m}, \quad (3)$$

при этом  $E(\omega) \sim \omega^{4/3} I_\omega$ . Показатель степени  $m$  зависит от спектральной характеристики возбуждающей силы. При возбуждении поверхности жидкости низкочастотным шумом в широкой полосе  $\Delta\omega$  (ширина полосы превосходит характерную частоту накачки  $\omega_p$ ,  $\Delta\omega \gg \omega_p$ ), турбулентный каскад  $I_\omega$  описывается функцией  $\omega^{-m}$  с показателем степени  $m = 17/6$ . Численный расчёт [5] даёт величину  $m$ , близкую к теоретическому значению. Результаты компьютерного моделирования [6] показали, что по мере уменьшения ширины полосы накачки шумом  $\Delta\omega$  на турбулентном каскаде формируется ряд пиков, равноудалённых друг от друга, а ширина этих пиков линейно зависит от частоты. При накачке в узкой полосе,  $\Delta\omega < \omega_p$ , уменьшение высоты максимумов пиков с возрастанием частоты описывается степенной функцией частоты с показателем степени, который на единицу больше такового при накачке шумом в широкой полосе, т.е.  $m = 23/6$ .

Наши экспериментальные исследования на поверхности жидкого водорода показали, что спектральная харак-

теристика возбуждающей силы определяет величину показателя степенной функции [7]. При возбуждении поверхности низкочастотной гармонической силой корреляционная функция  $I_\omega$  представляет собой ряд узких пиков с частотами, кратными частоте накачки  $\omega_p$ . Положение максимумов пиков хорошо описывается степенной функцией  $\omega^{-m}$  с  $m = 3,7 \pm 0,3$ . Если в дополнение к накачке на одной резонансной частоте проводилось возбуждение гармонической силой на другой резонансной частоте, то показатель степени уменьшался до  $m = 2,8 \pm 0,2$ . Показатель степени также был близок к  $m = 3 \pm 0,3$  при возбуждении поверхности низкочастотным шумом в широкой полосе. В этих экспериментах мы качественно показали, что при переходе от возбуждения поверхности шумом в широкой полосе к накачке гармонической силой на одной резонансной частоте ячейки показатель степени  $m$  увеличивается. Подробные результаты исследования эволюции турбулентного каскада при изменении спектральной характеристики возбуждающей силы, т.е. при переходе от широкополосной накачки к узкополосной, получены в работе [8].

В стационарном турбулентном спектре в системе капиллярных волн энергия переносится в область высоких частот, где она трансформируется в тепло в результате вязких потерь, и турбулентный каскад затухает. Поэтому для того чтобы поддерживать турбулентный каскад в стационарном состоянии, требуется непрерывно вводить энергию на низких частотах. Высокочастотную границу инерционного интервала можно оценить, предположив, что на частоте границы  $\omega_b$  время нелинейного взаимодействия волн  $\tau_{nl}$  становится сравнимым по порядку величины с временем вязкого затухания  $\tau_v$  [3]:

$$\omega_b \sim \left( \frac{P^{1/2}}{v} \right)^{6/5} \sim \left( \frac{\eta_0^2 \omega_0^{17/6}}{v} \right)^{6/5}, \quad (4)$$

где  $\eta_0^2$  — квадрат амплитуды волны на частоте накачки  $\omega_p$ ,  $v$  — кинематическая вязкость жидкости.

На высоких частотах поведение спектра определяется особенностями диссипации энергии и нелинейного взаимодействия волн. Когда волны в диссипативном интервале взаимодействуют в основном с ближайшими соседями, а не с волнами из инерционного интервала, распределение волн на высоких частотах становится близким к экспоненциальному [9]. Детальный анализ [10] даёт квазипланковский спектр корреляционной функции в диссипативной области:

$$P_\omega \sim \omega^s \exp \left( -\frac{\omega}{\omega_d} \right), \quad (5)$$

$\omega_d$  — характерная частота распределения. Результаты численного моделирования для капиллярных волн [10] подтвердили экспоненциальную зависимость в распределении волн в диссипативном интервале. Поэтому в наших исследованиях мы сосредоточились на подробном изучении эволюции турбулентного каскада при изменении ширины полосы  $\Delta\omega$ : от широкополосной шумовой накачки (кинетический режим) до узкополосного шумового возбуждения с последующим переходом к монохроматической накачке (дискретному режиму).

В условиях ограниченной геометрии непрерывный спектр капиллярных волн становится дискретным, причём расстояние между резонансными модами возрастает с увеличением частоты. В случае монохроматического

возбуждения поверхности жидкости турбулентный каскад состоит из гармоник, частота которых кратна частоте возбуждающей силы. Простые рассуждения приводят к выводу, что при таком возбуждении поверхности система уравнений (2) не имеет решений [11, 12]. Однако, как показано в [13], это ограничение снимается, если учесть нелинейное уширение резонансных пиков. Тогда законы сохранения следует представить в следующем виде:

$$||k_1|^{3/2} \pm |k_2|^{3/2} - |k_3|^{3/2}| < \delta, \quad k_1 \pm k_2 - k_3 = 0, \quad (6)$$

где  $\delta$  — характерная величина нелинейного уширения резонансного пика. Кроме того, необходимо принять во внимание, что для классической жидкости на высоких частотах дискретный спектр становится квазинепрерывным вследствие вязкого уширения резонансных пиков. Однако в жидком водороде и особенно в гелии коэффициент кинематической вязкости меньше, чем в воде, в 10 раз — для водорода и в 100 раз — для гелия. Поэтому условия дискретности могут играть существенную роль в переносе энергии по каскаду [14] при монохроматическом возбуждении. В нашей работе [15] представлены результаты, полученные на поверхности сверхтекущего гелия при гармонической накачке, когда дискретность является существенной (дискретная турбулентность). В то же время в случае широкополосной накачки поверхности жидкого водорода и гелия реализована ситуация кинематической турбулентности, которая наиболее близка к модельной системе, развитой в теории [4].

## 2. Экспериментальная методика

В последние годы благодаря значительному развитию экспериментальной техники и компьютерных методов обработки быстременяющихся сигналов достигнут значительный прогресс в исследовании капиллярной турбулентности на поверхности воды [16–19], этанола [20], силиконового масла [21] и даже ртути [22]. Наши предыдущие эксперименты [23] показали, что использование жидкого гелия и водорода в исследовании турбулентности имеет ряд преимуществ по сравнению с использованием традиционных сред благодаря малой плотности и низкой кинематической вязкости гелия и водорода.

В наших исследованиях использовалась методика [24], основанная на измерении мощности лазерного луча, отражающегося от колеблющейся поверхности жидкости. Измерения проводились на оптических ячейках, расположенных в вакуумной полости гелиевого криостата. Внутри ячеек был установлен плоский горизонтальный конденсатор. Газообразный водород или гелий конденсировались в цилиндрический медный стакан. Диаметр стакана составлял 60 мм в экспериментах с водородом и 30 мм в экспериментах с гелием. Высота стакана варьировалась в пределах 4–6 мм. Над стаканом на расстоянии 3,5 мм размещалась верхняя горизонтальная металлическая обкладка. Набор жидкости производился до тех пор, пока поверхность жидкости не достигала края стакана. Температура измерений составляла  $T = 15,5$  К в опытах с водородом и 1,7 К в опытах с гелием.

На нижней обкладке конденсатора располагалась радиоактивная мишень, которая излучала  $\beta$ -электроны со средней энергией 5 кэВ. Под действием излучения вблизи поверхности мишени образуется ионизирован-

ный слой жидкости. Приложенное к обкладкам электрическое напряжение величиной около 1000 В извлекает из ионизированного слоя положительные ионы и поджигает их к поверхности жидкости. Таким образом, заряженная поверхность жидкости и верхняя металлическая пластина образуют плоский конденсатор.

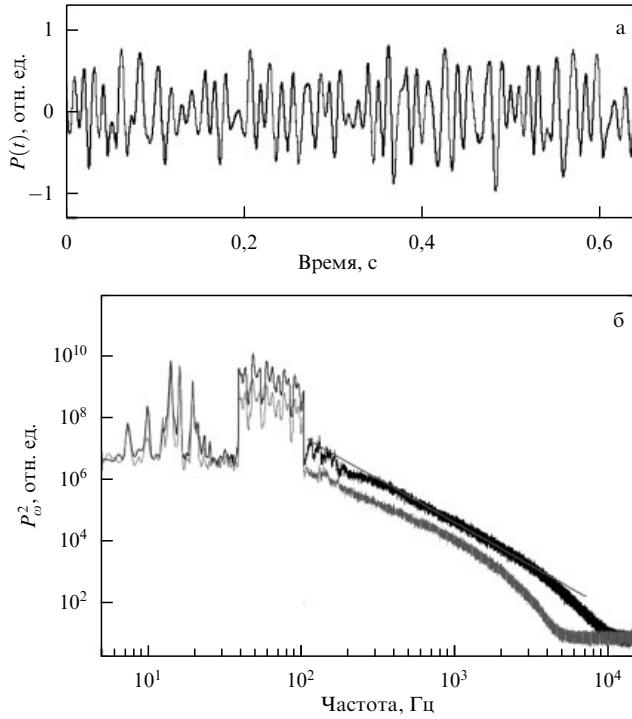
Волны на заряженной поверхности жидкости возбуждаются переменным электрическим полем при подаче на металлический стакан переменного напряжения амплитудой 1–100 В в дополнение к постоянному напряжению. Накачка осуществлялась гармонической силой на частотах, близких к резонансным частотам цилиндрической ячейки, или широкополосным шумом. Шумовой сигнал накачки синтезировался обратным фурье-преобразованием по заданному спектру мощности и случайному набору фаз. Использование электрического поля для возбуждения поверхности жидкости имеет ряд достоинств, а именно: позволяет воздействовать только на поверхность, контролируемым образом изменять симметрию воздействия, а также изменять спектральную характеристику возбуждающей силы.

Изменение мощности в отражённом лазерном луче измеряется полупроводниковым приёмником Hamamatsu s3590-08. Переменное напряжение с фотоприёмника  $P(t)$ , пропорциональное мощности отражённого луча, записывалось в память компьютера на частоте опроса до 100 кГц с помощью скоростного 24-битного аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Время записи сигнала  $P(t)$  изменялось от 3 с до 100 с. Зависимости  $P(t)$  обрабатывались программой быстрого фурье-преобразования (FFT). В результате получали распределение квадрата амплитуд гармоник по частоте  $P_\omega^2$ , которое, как показано в [24], для широкого луча пропорционально парной корреляционной функции отклонений поверхности от равновесия,  $I_\omega \sim P_\omega^2$ .

## 3. Модификация турбулентного каскада с уменьшением спектральной ширины возбуждающей силы

На рисунке 1а приведён фрагмент записи сигнала  $P(t)$  при возбуждении поверхности жидкого водорода шумом. Ширина полосы электрического сигнала  $V(t)$ , приложенного к охранному кольцу, составляла 64 Гц (от 39 Гц до 103 Гц), т.е. поверхность возбуждалась широкополосным шумом. Максимальная амплитуда возбуждающего шумового сигнала составляла 10 В, а максимальная крутизна волн (угловая амплитуда) в диапазоне накачки не превышала 0,03.

На рисунке 1б показано распределение  $P_\omega^2$  (тёмная кривая), соответствующее сигналу, приведённому на рис. 1а. В частотном интервале от 200 Гц до 8 кГц сформировался турбулентный каскад, частотную зависимость которого можно описать степенной функцией с показателем  $m = 2,8 \pm 0,1$ . Для сравнения прямой линией показана функция, прямо пропорциональная  $\omega^{-17/6}$ . Отклонение от степенной зависимости на высоких частотах (4–8 кГц) связано с проявлением влияния вязкостных потерь в жидкости на турбулентное распределение [4]. Диссипативный интервал отчётливо проявляется при понижении амплитуды возбуждающей силы. Светлая кривая на рис. 1б соответствует спектру  $P_\omega^2$  при накачке в том же частотном интервале, но в два с половиной раза меньшей амплитудой. Частота высокочастотной границы инерционного интервала уменьшилась до 2,5 кГц.

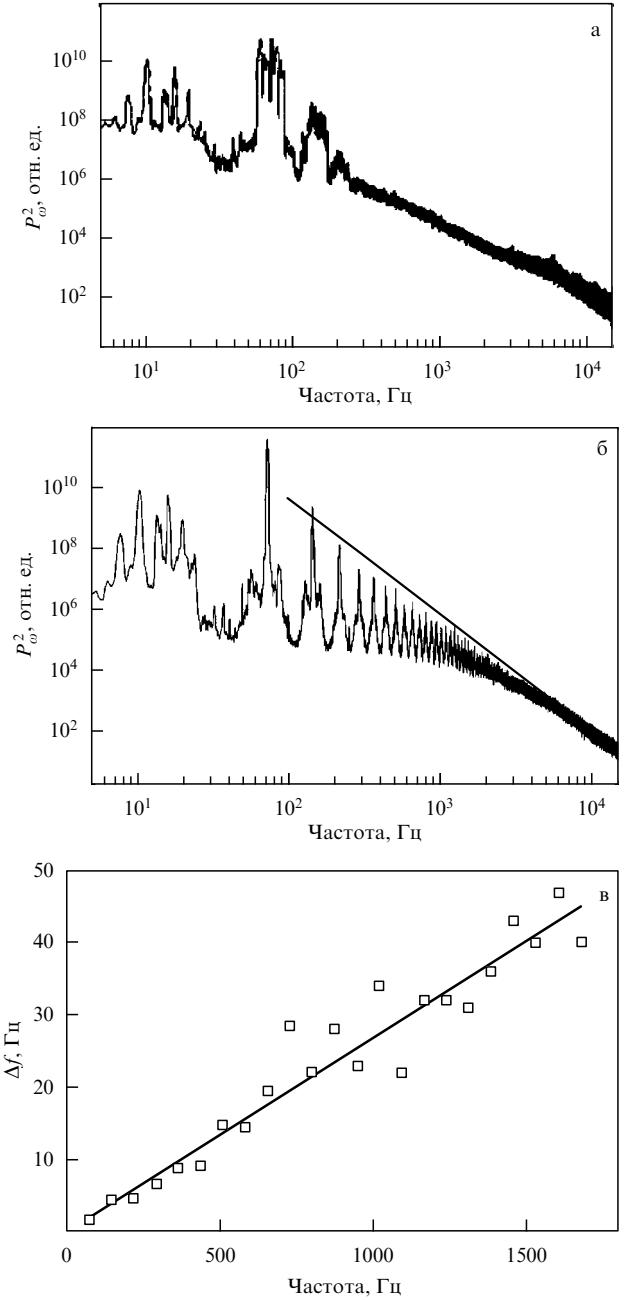


**Рис. 1.** (а) Фрагмент экспериментальной записи  $P(t)$ . Накачка случайной силой в интервале частот 39–103 Гц. (б) Турублентный каскад на поверхности жидкого водорода, возбуждаемый случайной силой в полосе частот 39–103 Гц при двух уровнях накачки. Прямая линия — степенная зависимость  $\omega^{-17/6}$ .

В области частот, превышающих 2,5 кГц, наблюдается резкое уменьшение амплитуд колебаний, характерное для спектра в диссипативной области.

Когда ширина полосы накачки шумом была уменьшена относительно средней частоты накачки, так что выполнялось соотношение  $\Delta\omega \approx \omega/2$ , на турбулентном каскаде появилось несколько пиков. Распределение  $P_\omega^2$  при накачке шумом в частотном интервале 57–89 Гц показано на рис. 2а. Угловая амплитуда волн, так же как и в предыдущем случае, составляла 0,03. Первый пик соответствует области накачки. Второй и третий пики соответствуют волнам, родившимся в результате нелинейного взаимодействия. Расстояние между центрами пиков приблизительно равно средней частоте накачки  $\omega_p = 73$  Гц. Отчётливо видно, что развитый турбулентный каскад сформирован в области частот от 250 Гц до 6 кГц. На частотах, превышающих границу инерционного интервала  $\omega_b = 6$  кГц, наблюдается затухание каскада, обусловленное вязкими потерями.

При дальнейшем уменьшении ширины полосы накачки  $\Delta\omega$  пики на турбулентном каскаде становятся более выраженным, а минимумы — более глубокими. На рисунке 2б показано распределение  $P_\omega^2$  при возбуждении поверхности шумом в полосе частот шириной 4 Гц (от 71 до 75 Гц). На турбулентном каскаде отчётливо проявляется около 30 пиков. Расстояние между пиками осталось прежним ( $\approx 73$  Гц). Инерционный интервал простирается от 200 Гц до 15 кГц. Частотная зависимость положения максимумов пиков в пределах инерционного интервала близка к степенной:  $\omega^{-3,8 \pm 0,1}$ . Отметим, что разность показателей степенной зависимости для случаев узкополосной и широкополосной накачек равняется  $1,0 \pm 0,2$ .



**Рис. 2.** (а) Спектр колебаний  $P_\omega^2$  поверхности при накачке шумом в полосе частот 57–89 Гц. (б) Спектр колебаний  $P_\omega^2$  поверхности при накачке шумом в полосе частот 71–75 Гц. Прямая линия соответствует зависимости  $\omega^{-23/6}$ . (в) Зависимость ширины  $\Delta f$  пиков в спектре от частоты. Сплошная линия — линейная зависимость  $0,027\omega$ .

Ширина пиков  $\Delta f$  с увеличением частоты возрастает. Экспериментальная зависимость ширины пиков от частоты при накачке шумом в частотной полосе 71–75 Гц представлена на рис. 2в. Очевидно, что возрастание  $\Delta f$  с увеличением частоты описывается линейной функцией и наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и предсказанный теорией линейной зависимостью. Сплошная линия на рис. 2в представляет собой линейную функцию  $\Delta f = 0,027\omega$ . Это означает, что эффективная ширина полосы накачки в системе капиллярных волн составляет около 2 Гц, в то время как ширина полосы шума в электрическом сиг-

нале, поступающем на охранное кольцо, равняется 4 Гц. Такое расхождение связано с дискретностью спектра капиллярных волн в экспериментальной ячейке и конечной шириной резонансных мод. Расстояние между двумя соседними резонансами на частотах около 100 Гц составляет  $\approx 10$  Гц при ширине пика около 1 Гц. Поэтому при накачке поверхности шумом в частотной полосе шириной 4 Гц существует такое положение полосы накачки относительно резонансных частот ячейки, при котором может быть возбуждена только одна резонансная гармоника. По-видимому, именно это и наблюдается в случае, представленном на рис. 2б.

Линейную зависимость ширины пиков от частоты легко объяснить [6]. Действительно, если нелинейные волны возбуждаются в полосе  $\omega_p \pm \Delta\omega$ , то из-за нелинейного взаимодействия между ними появляются волны в частотном интервале  $2\omega_p \pm 2\Delta\omega$  и т.д. Таким образом, линейная зависимость ширины пиков от частоты должна проходить через начало координат. Именно исходя из этих соображений и была построена сплошная прямая на рис. 2в.

Представленные выше результаты экспериментов показали, 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 монотонно убывающей степенной функцией частоты с показателем, близким к  $m = 2,8 \pm 0,1$ . Напротив, в случае узкополосной накачки на турбулентном каскаде появляется ряд пиков, положение максимумов которых описывается степенной функцией с показателем  $m = 3,8 \pm 0,1$ . Полученные нами экспериментальные результаты находятся в очень хорошем согласии с теорией.

#### 4. Затухание турбулентного каскада в диссипативном интервале

Как и в экспериментах, описанных в разделе 3, капиллярные волны на поверхности жидкого водорода возбуждались случайной силой в диапазоне частот 39–103 Гц. Усреднённая по частотному диапазону амплитуда переменного напряжения (накачка)  $V_p$  изменялась от нуля (отсутствие накачки) до максимальной амплитуды  $V_p = 30$  В, которая ограничивалась в основном максимальной угловой амплитудой волны, допускаемой геометрией нашей низкотемпературной оптической системы.

На рисунке За приведён фурье-спектр мощности отражённого лазерного луча для различных амплитуд возбуждающей силы. Диапазон накачки можно хорошо увидеть в области низких частот. За ним следует инерционный интервал, в котором спектр  $P_\omega^2$  может быть описан степенной зависимостью (3). Ширина инерционного интервала, как хорошо видно, зависит от амплитуды накачки. При возбуждении поверхности силой с амплитудой  $V_p = 4$  В диссипативный интервал начинается сразу же за областью накачки и инерционный интервал не наблюдается. Увеличение амплитуды возбуждающей силы приводит к расширению инерционного интервала, высокочастотная граница  $\omega_b$  сдвигается в сторону высоких частот. Наиболее широкий инерционный интервал, от 0,3 кГц до 4 кГц, наблюдается при максимальной накачке с амплитудой  $V_p = 30$  В. На

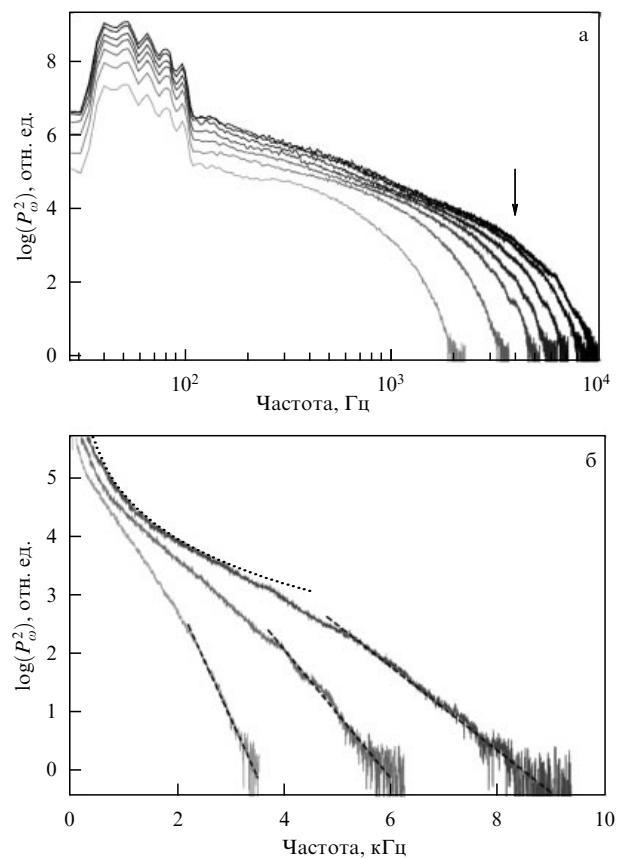


Рис. 3. (а) Спектр поверхностных колебаний  $P_\omega^2$ , возбуждаемых случайной силой в частотном диапазоне 39–103 Гц, при различных уровнях накачки. Амплитуда накачки изменяется от 4 В (светлая кривая) до 30 В (тёмная кривая). Стрелкой отмечена высокочастотная граница инерционного интервала для максимальной накачки. (б) Спектры  $P_\omega^2$ , полученные при накачках с амплитудой  $V_p = 8, 16$  и 26 В. Пунктирная кривая соответствует степенной функции  $\omega^{-2.8}$ . Штриховые линии — аппроксимация функцией  $\sim \exp(-\omega/\omega_d)$ ,  $\omega_d \approx 0,2, 0,4, 0,6$  кГц для  $V_p = 8, 16$  и 26 В соответственно.

частотах, превышающих границу инерционного интервала, поверхностные колебания затухают вследствие вязких потерь, каскад плавно идет вниз и исчезает в аппаратном шуме. Турбулентные каскады, перестроенные в линейных координатах (рис. 3б), показывают, что уменьшение амплитуд волн в диссипативном интервале можно довольно хорошо аппроксимировать экспоненциальной зависимостью  $P_\omega^2 \sim \exp(-\omega/\omega_d)$ . В процессе подгонки предполагается, что  $\omega \gg \omega_d$ , т.е. характеристическая частота (вязкая граница)  $\omega_d$  значительно меньше частот волн из диссипативного интервала. Например, спектр, полученный при накачке с амплитудой  $V_p = 26$  В, в диапазоне частот 5–9 кГц аппроксимируется экспонентой с  $\omega_d = 0,6$  кГц. К сожалению, интервал подгонки оказывается недостаточно широким для того, чтобы оценить точно показатель предэкспоненты в квазипланковском распределении (5). Полученные значения  $\omega_d$  в несколько раз меньше, чем видимые границы, разделяющие инерционный интервал и диссипативную область (рис. 3б). Это расхождение можно объяснить некоторым произволом в определении частоты высокочастотной границы инерционного интервала, так что значение  $\omega_b$  известно с точностью порядка его величины. Характерная частота  $\omega_d$ , полученная подгонкой спектров экспоненциальной зависимостью, в диссипативной области

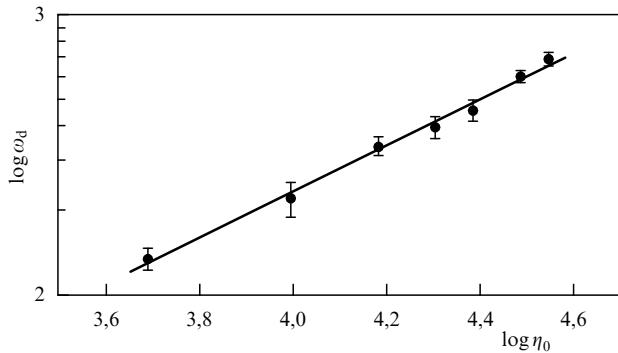


Рис. 4. Зависимость частоты  $\omega_d$  от амплитуды низкочастотной накачки  $\eta_0$ , прямая линия — подгонка зависимостью  $\eta_0^{0.85}$ .

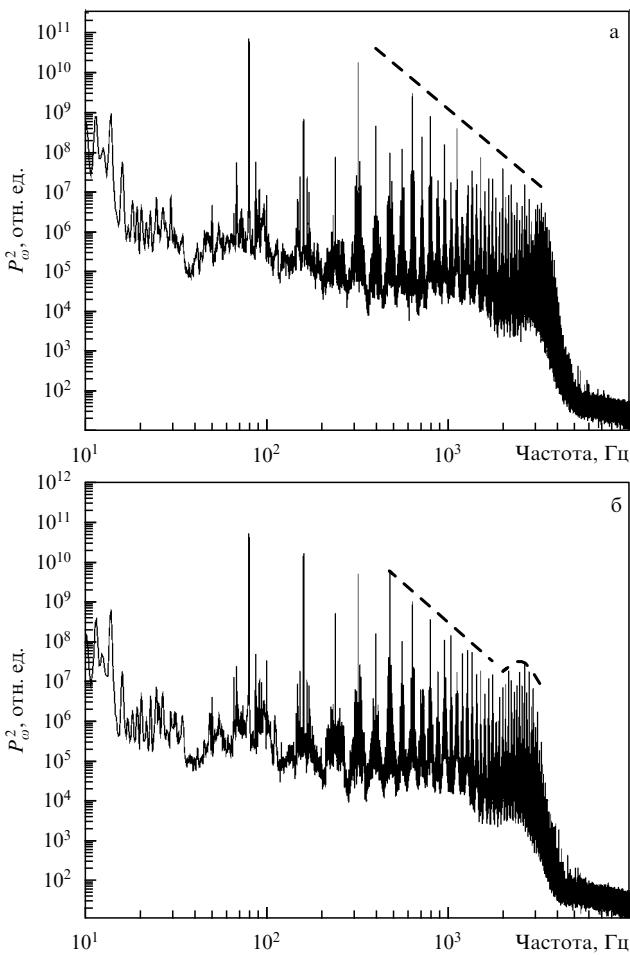


Рис. 5. (а) Распределение  $P_\omega^2$  на поверхности сверхтекущего гелия при температуре  $T = 1,7$  К. Поверхность возбуждалась синусоидальной силой на частоте 79,7 Гц. Амплитуда напряжения накачки 11 В. Штриховая линия соответствует степенному закону  $P_\omega^2 \sim \omega^{-3.7}$ , предсказанному теорией для случайной узкополосной накачки. (б) Тривиальный спектр после снижения амплитуды накачки до 10 В. На частоте около 2,5 кГц наблюдается локальный максимум (выделен штриховой линией).

возрастает с увеличением амплитуды накачки. Для того чтобы корректно построить зависимость  $\omega_d$  от амплитуды возбуждающей силы, мы использовали отклик  $\eta_0 = P$  поверхности на частоте 53 Гц в качестве меры уровня возбуждения. Величина  $\eta_0$  прямо пропорциональна средней амплитуде волны на этой частоте. На рисунке 4 показана зависимость  $\omega_d$  от амплитуды  $\eta_0$ .

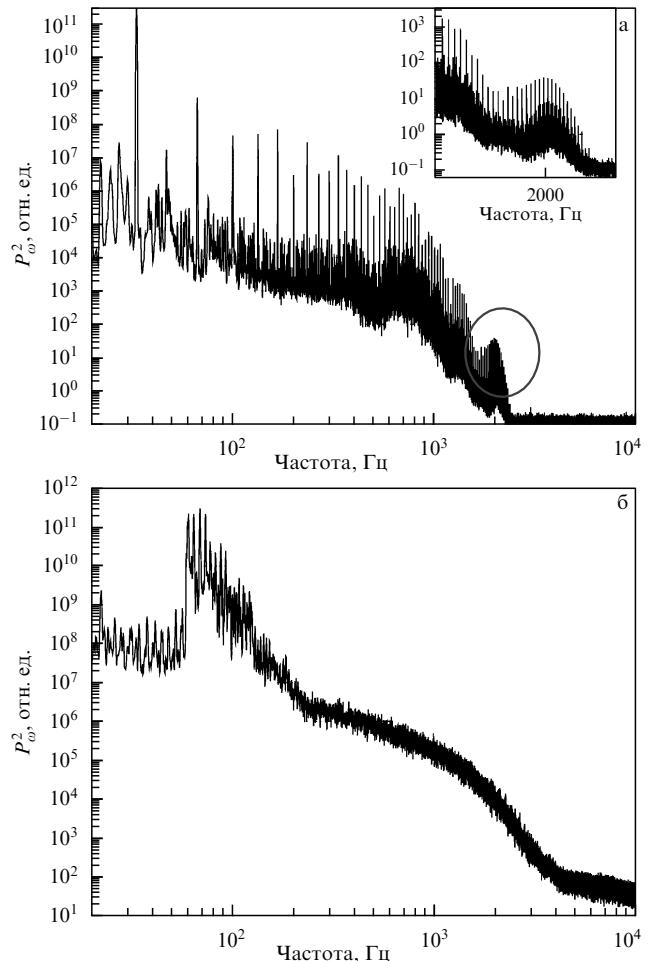


Рис. 6. (а) Тривиальный спектр при накачке на частоте  $\omega/2\pi = 34$  Гц. Локальный максимум, который виден в диссипативной области, показан на вставке в увеличенном масштабе. (б) Тривиальный каскад капиллярных волн при накачке шумом в частотной полосе 60–130 Гц.

Экспериментальная зависимость описывается степенной функцией  $\omega_d(\eta_0) \sim \eta_0^n$  с показателем степени  $n = 0,85 \pm 0,05$ .

Следует отметить, что аппроксимация экспериментальных спектров квазипланковским распределением с малым, не более 2, значением показателя  $s$  не изменяет значительно величину  $\omega_d$  (менее 20 %), а также не влияет на показатель степени  $n$  в амплитудной зависимости характерной частоты  $\omega_d(\eta_0)$ .

Полученное значение показателя степени  $n = 0,85$  значительно отличается от ожидаемой из (4) величины, равной  $12/5$ . И это удивительно, так как для тривиального каскада, формируемого гармонической силой, измеренная амплитудная зависимость находится в хорошем согласии с теоретической оценкой  $\omega_d(\eta) \sim \eta^{1,3}$ .

Следует специально отметить, что при монохроматической накачке тривиальный каскад в диссипативной области затухает гораздо быстрее, чем в случае широкополосной накачки. На рисунке 5а показан тривиальный каскад на поверхности сверхтекущего гелия при монохроматической накачке на частоте 79,7 Гц. Тривиальный каскад очень похож на распределения, которые наблюдались ранее в экспериментах на поверхности жидкого водорода [7] и в наших первых исследованиях на поверхности сверхтекущего гелия [25]. Спектр состоит из эквиди-

станных гармоник: первая гармоника соответствует волне накачки, другие гармоники генерируются в результате нелинейного взаимодействия волн с частотами, кратными частоте накачки. На частотах, превышающих 4 кГц, каскад катастрофически быстро затухает вследствие вязкостных потерь и исчезает в аппаратном шуме. Значение 4 кГц можно трактовать как высокочастотную границу инерционного интервала  $\omega_p$ . Затухание описывается экспоненциальной зависимостью с характерной частотой  $\omega_d = 170$  Гц, близкой к частоте накачки  $\omega_p$  [26]. Отметим, что при широкополосной накачке поверхности сверхтекущего гелия турбулентное распределение в диссипативной области плавно затухает по экспоненте с характерной частотой  $\omega_b$ , близкой к частоте высокочастотного края инерционного интервала (рис. 6б).

Можно полагать, что при гармоническом возбуждении нарушается условие локальности для волн из диссипативного интервала. Доминирующим для них оказывается взаимодействие с волнами из инерционного интервала. Действительно, нелинейное время взаимодействия для трёх волновых процессов при сильно различающихся значениях волнового вектора ( $k_1 \ll k_2, k_2 \approx k_3$ ) удовлетворяет соотношению  $\tau_{\text{non}} \sim k^{-1/2}$  [10], тогда как для локального взаимодействия ( $k_1 \approx k_2 \approx k_3$ ) время  $\tau_{\text{loc}} \sim k^{1/4}$  [27]. Таким образом, волны из диссипативного интервала наиболее эффективно взаимодействуют с низкочастотными волнами из инерционного интервала, сосредоточенными вблизи области накачки.

## 5. Дискретная турбулентность

В экспериментах по изучению турбулентных распределений на поверхности сверхтекущего гелия использовались два типа возбуждающей силы для генерации поверхностных волн. В экспериментах первого типа поверхность возбуждалась синусоидальной силой на одной из резонансных частот ячейки. В экспериментах второго типа возбуждение поверхности производилось шумом в ограниченном частотном диапазоне.

На рисунке 5а приведён полученный в эксперименте спектр капиллярных волн  $P_\omega^2$ , в котором поверхность сверхтекущего гелия возбуждалась переменным напряжением на частоте 79,7 Гц с амплитудой 11 В. В инерционном интервале амплитуды гармоник уменьшаются с увеличением частоты по степенному закону  $P_\omega^2 \sim \omega^{-m}$  с  $m \approx 3,7$  в соответствии с предсказанием теории для узкополосной накачки [6].

Если незначительно, до 10 В, уменьшить амплитуду возбуждающей силы, то форма турбулентного каскада качественно изменится. Высокочастотная граница инерционного интервала сдвигается в сторону низких частот в соответствии с результатами наших предыдущих экспериментов [7]. Однако наблюдается новое явление — формирование отчётливо выраженного локального максимума вблизи высокочастотной границы инерционного интервала  $\omega_b$  (отмечено пунктирной линией на рис. 5б). При дальнейшем уменьшении амплитуды накачки локальный максимум сдвигается в сторону низких частот. При минимальной накачке спектр состоит из нескольких гармоник и локальный максимум не наблюдается.

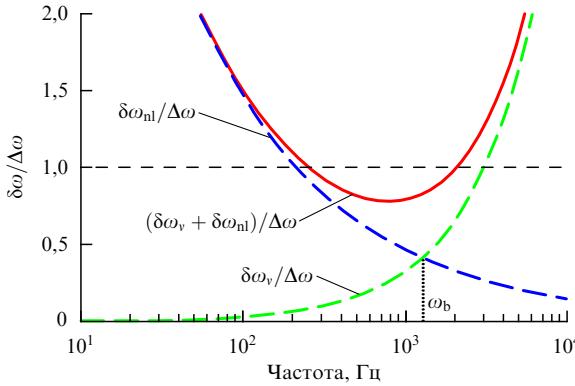
Отметим общие особенности полученных экспериментальных результатов. Во-первых, локальный максимум формируется на высоких частотах вблизи границы инерционного интервала. Во-вторых, форма и положение максимума зависят от частоты накачки  $\omega_p$  и ампли-

туды возбуждающей волны. В качестве примера на рис. 6а показан спектр  $P_\omega^2$ , полученный при возбуждении поверхности гелия синусоидальной силой на частоте 34 Гц, с хорошо выраженным максимумом в диссипативной области, а не в инерционном диапазоне, как на рис. 5б.

В случае возбуждения поверхности шумом локальный максимум не наблюдается. Для иллюстрации на рис. 6б приведено турбулентное распределение при возбуждении поверхности гелия шумом в частотной полосе 60–130 Гц. Амплитуда накачки подбиралась таким образом, чтобы граница инерционного интервала находилась на тех же частотах, что и на рис. 5б. Видно, что этот спектр качественно отличается от спектров, полученных при гармонической накачке, — он непрерывный и плавный.

Формирование локального максимума можно интерпретировать как накопление энергии в узком частотном диапазоне вблизи границы инерционного интервала, где начинается переход от нелинейного распространения энергии по каскаду к вязкому затуханию. Возможной причиной такого накопления может быть наличие узкого горла, препятствующего переносу энергии в диссипативный интервал. В работе [10] было показано, что недостаточная скорость диссипации энергии вследствие вязкостных потерь в принципе может приводить к существенному изменению формы каскада на высоких частотах в инерционном интервале. Однако, судя по частотной и амплитудной зависимостям положения максимума, формирование каскада не связано с тривиальным влиянием вязкости. С другой стороны, мы имеем дело со слабо взаимодействующей нелинейной дискретной волновой системой и, как показано в работах [11, 12], можно ожидать влияния дискретности на взаимодействие волн. В более поздней работе [13] была предложена модель замороженной турбулентности и было показано, что дискретность может приводить к осциллирующему турбулентному спектру в случае волн на поверхности с квадратными граничными условиями, когда пространство волновых векторов является двумерным. В наших экспериментах граничные условия — цилиндрические, колебания поверхности описываются функциями Бесселя, а пространство волновых векторов является одномерным. Так как форма и размеры ячейки определяют плотность резонансных мод, мы сделали некоторые оценки, чтобы понять влияние дискретности в спектрах на турбулентный каскад в наших экспериментах. Мы полагаем, что основная причина формирования узкого горла и, как следствие, формирования максимума, заключается в расстройке частот двух дискретных спектров, а именно дискретного спектра поверхностных колебаний в ячейке конечных размеров и спектра гармоник турбулентного каскада. При возбуждении поверхности гармонической силой частота первого пика в турбулентном каскаде совпадает с частотой резонансной гармоники  $\omega_p$ , удовлетворяющей дисперсионному соотношению (1).

Для поверхностных волн в цилиндрической ячейке диаметром  $D$  резонансные значения волновых векторов удовлетворяют уравнению  $J_1(kD/2) = 0$ , где  $J_1(x)$  — функция Бесселя первого порядка. Для больших значений волнового вектора  $k$  расстояния между резонансами являются эквидистантными с шагом  $\Delta k \approx 2\pi/D$ . Следовательно, расстояние между двумя ближайшими резонансами в частотном пространстве возрастает с увеличе-



**Рис. 7.** Оценка относительного уширения  $\delta\omega/\Delta\omega$  при умеренной амплитуде гармонической накачки. Возрастающая штриховая кривая — вязкое относительное уширение  $\delta\omega_v/\Delta\omega$ , убывающая штриховая кривая — нелинейное относительное уширение  $\delta\omega_{nl}/\Delta\omega$ , сплошная кривая с минимумом — полное относительное уширение  $\delta\omega/\Delta\omega$ .

нием частоты:

$$\Delta\omega = \frac{\delta\omega}{\Delta k} \approx 2\pi \frac{\delta\omega}{\Delta k} \frac{1}{D} = \frac{3\pi}{D} \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/3} \omega^{1/3}. \quad (7)$$

То есть в случае капиллярных волн резонансы не эквидистантны, в отличие от частот гармоник в турбулентном каскаде, которые кратны частоте накачки  $\omega_p$ .

Очевидно, что расстройка по частоте может быть существенной тогда, когда уширение резонанса  $\delta\omega$  мало по сравнению с расстоянием между резонансами  $\Delta\omega$  (рис. 7):

$$\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} < 1. \quad (8)$$

Уширение резонанса  $\delta\omega$  может быть представлено как сумма вязкого  $\delta\omega_v$  и нелинейного  $\delta\omega_{nl}$  уширений:

$$\delta\omega = \delta\omega_v + \delta\omega_{nl}. \quad (9)$$

Уширение резонансного пика вследствие вязкостных потерь возрастает с увеличением частоты:

$$\delta\omega_v = 4v\kappa_\omega^2 = 4v \left( \frac{\rho}{\sigma} \right)^{2/3} \omega^{4/3}, \quad (10)$$

а характерное время вязкого затухания убывает:  $\delta\omega_v = \tau_v^{-1}$ .

Уширение, обусловленное нелинейным транспортом энергии волн по турбулентному каскаду, можно определить из характерного времени нелинейного взаимодействия  $\tau_{nl}$  как  $\delta\omega_{nl} = \tau_{nl}^{-1}$ . В случае гармонической накачки мы полагаем, что нелинейное время  $\tau_{nl} \sim \omega^{1/6}$  [7] и, следовательно,  $\delta\omega_{nl} \sim \omega^{-1/6}$ . С увеличением амплитуды возбуждающей силы  $A$  нелинейность волн на фиксированной частоте возрастает. Поэтому можно записать

$$\delta\omega_{nl} \approx \varepsilon(A) \omega^{-1/6}, \quad (11)$$

где  $\varepsilon(A)$  — возрастающая функция амплитуды волны  $A$  на частоте накачки. Подставляя (7) и (9)–(11) в (8), получаем условие, когда расстройка по частоте является важной:

$$\frac{4v(\rho/\sigma)^{2/3} \omega^{4/3} + \varepsilon(A) \omega^{-1/6}}{(3\pi/D)(\sigma/\rho)^{1/3} \omega^{1/3}} < 1.$$

На частоте высокочастотной границы инерционного интервала  $\omega_b$  нелинейный перенос энергии по каскаду

сменяется вязким затуханием. Поэтому, как отмечено выше, предполагается, что на частоте  $\omega_b$  характерное время вязкого затухания близко к времени нелинейного взаимодействия,  $\tau_v(\omega_b) \approx \tau_{nl}(\omega_b)$ . Хотя точный вид функции  $\varepsilon(A)$  неизвестен, можно заключить, что на частоте  $\omega_b$  уширение резонансного пика вследствие нелинейного взаимодействия и наличия вязкого затухания также близки,  $\delta\omega_v(\omega_b) \approx \delta\omega_{nl}(\omega_b)$ .

Из оценок следует, что в наших экспериментах полное относительное уширение резонансного пика удовлетворяет условию (8) в конечном частотном диапазоне вблизи высокочастотной границы  $\omega_b$  (см. рис. 7). В этом диапазоне расстройка по частоте между гармониками в турбулентном каскаде и резонансными пиками становится существенной и реализуется дискретный режим капиллярной турбулентности. Следуя логике работы [10], полагаем, что именно в этой области формируется узкое горло для потока энергии, что и определяет специфическую форму распределения  $P_\omega^2$ . При высоких амплитудах накачки (или на высоких частотах) относительное уширение больше единицы, система становится квазинепрерывной и реализуется кинетический режим турбулентности. Однако на основании этого простого предположения невозможно точно рассчитать положение локального максимума и его форму. Необходимы подробные теоретические исследования и численные расчёты.

Предложенная модель предполагает выполнение следующих условий, необходимых для наблюдения конденсации энергии в системе капиллярных волн: незначительное вязкое уширение резонансного пика, не очень большое нелинейное уширение (умеренные амплитуды накачки), большое расстояние между соседними резонансными частотами (относительно малые размеры ячейки). Подчеркнём, что в наших экспериментах использование сверхтекущего гелия с экстремально низкой вязкостью [28] позволило нам наблюдать конденсацию энергии на турбулентном каскаде.

## 6. Заключение

Переход от широкополосной накачки к узкополосной и далее к гармонической при формировании турбулентного состояния в системе капиллярных волн приводит к качественному изменению в турбулентном распределении: на каскаде формируется ряд пиков и изменяется частотная зависимость корреляционной функции. В диссипативной области формируется квазипланковское распределение волн по частоте с характерной частотой, определяемой спектральной характеристикой возбуждающей силы.

Использование сверхтекущего гелия с экстремально низким значением коэффициента кинематической вязкости позволило наблюдать дискретный режим капиллярной турбулентности. Влияние дискретности в спектре поверхностных колебаний на турбулентное распределение проявляется в формировании локального максимума вблизи границы инерционного края — конденсации энергии в узком частотном диапазоне. Фундаментальная причина этого явления заключается в расстройке по частоте между гармониками в турбулентном каскаде и резонансными модами цилиндрического резонатора, а также в формировании узкого горла для потока энергии в сторону высоких частот.

Авторы благодарны Л.П. Межову-Деглину, Е.А. Кузнецовой и Г.В. Колмакову за полезные дискуссии. Иссле-

дования выполнены при частичной поддержке грантом РФФИ 11-02-12147.

## Список литературы

1. Musher S L, Rubenchik A M, Zakharov V E *Phys. Rep.* **252** 177 (1995)
2. L'vov V S *Wave Turbulence under Parametric Excitation: Applications to Magnets* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
3. Захаров В Е, Филоненко Н Н *Журн. приклад. мех. и тех. физ.* **8** 37 (1967) [Zakharov V E, Filonenko N N *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **8** 62 (1967)]
4. Zakharov V E, L'vov V S, Falkovich G *Kolmogorov Spectra of Turbulence* Vol. 1 (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
5. Pushkarev A N, Zakharov V E *Phys. Rev. Lett.* **76** 3320 (1996)
6. Фалькович Г Е, Шафаренко А Б *ЖЭТФ* **94** 172 (1988) [Fal'kovich G E, Shafarenko A B *Sov. Phys. JETP* **67** 1393 (1988)]
7. Бражников М Ю, Колмаков Г В, Левченко А А *ЖЭТФ* **122** 521 (2002) [Brazhnikov M Yu, Kolmakov G V, Levchenko A A *JETP* **95** 447 (2002)]
8. Абдурахимов Л В, Бражников М Ю, Левченко А А *Письма в ЖЭТФ* **89** 139 (2009) [Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Levchenko A A *JETP Lett.* **89** 120 (2009)]
9. Малкин В М *ЖЭТФ* **86** 1263 (1984) [Malkin V M *Sov. Phys. JETP* **59** 737 (1984)]
10. Рыженкова И В, Фалькович Г Е *ЖЭТФ* **98** 1931 (1990) [Ryzenkova I V, Fal'kovich G E *Sov. Phys. JETP* **71** 1085 (1990)]
11. Kartashova E A *Physica D* **46** 43 (1990)
12. Kartashova E A *Physica D* **54** 125 (1991)
13. Pushkarev A N, Zakharov V E *Physica D* **135** 98 (2000)
14. Zakharov V E et al. *Письма в ЖЭТФ* **82** 544 (2005) [*JETP Lett.* **82** 487 (2005)]
15. Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Remizov I A, Levchenko A A *Письма в ЖЭТФ* **91** 291 (2010) [*JETP Lett.* **91** 271 (2010)]
16. Wright W B, Budakian R, Puttermann S J *Phys. Rev. Lett.* **76** 4528 (1996)
17. Henry E, Alström P, Levinse M T *Europhys. Lett.* **52** 27 (2000)
18. Punzmann H, Shats M G, Xia H *Phys. Rev. Lett.* **103** 064502 (2009)
19. Brazhnikov M Yu, Kolmakov G V, Levchenko A A, Mezhov-Deglin L P *Europhys. Lett.* **58** 510 (2002)
20. Falcón C et al. *Europhys. Lett.* **86** 14002 (2009)
21. Westra M-T *Patterns and Weak Turbulence in Surface Waves* (Eindhoven: Technische Univ. Eindhoven, 2001)
22. Falcon É, Laroche C, Fauve S *Phys. Rev. Lett.* **98** 094503 (2007)
23. Kolmakov G V et al. *Prog. Low Temp. Phys.* **16** 305 (2009)
24. Бражников М Ю, Левченко А А, Межов-Деглин Л П *ПТЭ* (6) 31 (2002) [Brazhnikov M Yu, Levchenko A A, Mezhov-Deglin L P *Instrum. Exp. Tech.* **45** 758 (2002)]
25. Абдурахимов Л В, Бражников М Ю, Левченко А А *ФНТ* **35** 127 (2009) [Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Levchenko A A *Low Temp. Phys.* **35** 95 (2009)]
26. Abdurakhimov L V, Brazhnikov M Yu, Levchenko A A *J. Phys. Conf. Ser.* (2012), accepted
27. Колмаков Г В *Письма в ЖЭТФ* **83** 64 (2006) [Kolmakov G V *JETP Lett.* **83** 58 (2006)]
28. Donnelly R J, Barenghi C F *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27** 1217 (1998)

PACS numbers: **95.75.-z, 96.50.-e, 96.60.-j**  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208j.0887

## Движение Солнца в межзвездной среде

В.Г. Курт, Е.Н. Миронова

### 1. Введение

Движение Солнца состоит из многих компонент, различающихся скоростью, направлением и системой отсчета. Например, Солнце описывает сложную незамкнутую

**В.Г. Курт, Е.Н. Миронова.** Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ  
E-mail: vkurt@asc.rssi.ru

траекторию относительно барицентра Солнечной системы. Максимальная амплитуда этого движения иногда даже превышает радиус Солнца. Это движение связано главным образом с движением двух самых больших планет Солнечной системы — Юпитера и Сатурна с периодами обращения 11,859 и 29,428 лет соответственно. Солнце также движется относительно 100 ближайших звезд в направлении созвездия Геркулеса со скоростью  $19,2 \text{ км с}^{-1}$ . Это движение было открыто В. Гершелем (1738–1822) в конце XVIII в. на основе анализа собственных движений ярких (и соответственно ближайших) звезд. Естественно, В. Гершель не мог выразить величину скорости, например, в единицах [ $\text{км с}^{-1}$ ], поскольку он не знал расстояний до этих звезд. Расстояния до звезд были измерены лишь в начале тридцатых годов XIX в. практически одновременно В.Я. Струве (1793–1864) (Россия), Ф. Бесселем (1784–1846) (Пруссия) и Т. Гендерсоном (1798–1844) (Англия) по годичным параллаксам звезд, равным всего лишь нескольким долям угловой секунды даже для самых ближайших звезд. Направление на апекс этого движения  $\alpha = 270^\circ$  и  $\delta = 30^\circ$ .

Солнце участвует также в орбитальном, близком к круговому, движении относительно центра нашей Галактики со скоростью  $220 \text{ км с}^{-1}$  под прямым углом к направлению на центр Галактики. При расстоянии до центра Галактики 7,9 кпк период этого обращения составляет около 200 млн лет, и за время своего существования (5 млрд лет) Солнце уже совершило около 25 полных оборотов.

Солнце вместе с Галактикой имеет и пекулярную скорость относительно ближайших галактик Местного скопления. Так, например, Галактика сближается с центром туманности Андромеды (M31) со скоростью  $112 \text{ км с}^{-1}$ , или со скоростью  $290 \text{ км с}^{-1}$  относительно барицентра Солнечной системы.

Наконец, Солнце вместе с Галактикой и местной группой галактик движется относительно реликтового (космологического (3 K)) изотропного фона со скоростью  $(627 \pm 22) \text{ км с}^{-1}$  в направлении  $l = 276^\circ \pm 3^\circ$  и  $b = 30^\circ \pm 3^\circ$  (галактическая система координат). В некотором смысле эта система координат является особой, выделенной, системой. Именно это движение и является причиной наличия дипольной компоненты в разложении по сферическим функциям анизотропии реликтового излучения. Амплитуда дипольной компоненты равна  $6,706 \text{ мК}$ .

Темой представленного сообщения является исследование движения Солнца относительно локальной межзвездной среды (ЛМС) в масштабе менее одного или нескольких парсеков, но выше 1000 астрономических единиц (а.е.).

### 2. Краткая история открытия движения Солнца относительно локальной межзвездной среды

В 1959 г. группа астрономов из Военно-морской исследовательской Обсерватории (Naval Research Laboratory (NRL)) (США) во главе с Г. Фридманом с ракеты Aerobee-χ, способной достигать высоты всего 140 км, обнаружила яркое ультрафиолетовое свечение неба в линии атомарного водорода  $L_\alpha$  ( $\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$ ), интенсивность которого достигала  $20 \text{ кРл}$  ( $1 \text{ рэлей (Рл)} = 10^6 \text{ фотонов см}^{-2} \text{ с}^{-1} (4\pi \text{ср})^{-1}$ ). Минимум этого свечения находился в антисолнечном направлении, и его интенсив-