

## Подавление высокочастотных турбулентных колебаний поверхности жидкости дополнительной низкочастотной накачкой

М. Ю. Бражников<sup>1)</sup>, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин

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

Поступила в редакцию 4 сентября 2005 г.

Изучена динамика установления стационарного турбулентного каскада в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода при включении/выключении дополнительной накачки с частотой ниже частоты основной накачки. Обнаружено, что при включении дополнительной низкочастотной накачки амплитуды волн в высокочастотной части турбулентного спектра уменьшаются, что приводит к сужению инерционного интервала частот. Экспериментальные данные качественно согласуются с результатами проведенных нами численных расчетов в приближении кинетического уравнения с учетом вязкого затухания волн.

PACS: 47.27.-i, 47.35.+i

**Введение.** В настоящее время турбулентность на поверхности жидкости является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований. Интерес к этому явлению обусловлен, в частности, многочисленными практическими приложениями, одним из которых является предсказание погоды на основании измерений спектра ветровых волн на поверхности океана. Изучение турбулентности капиллярных волн представляет значительный интерес вследствие того, что динамика в этом масштабе длин волн играет принципиальную роль в переносе и диссипации энергии на поверхности жидкости.

Как показали недавние исследования [1–6], заряженная поверхность жидкого водорода является прекрасным модельным объектом для изучения динамики нелинейных волн на поверхности жидкости. Относительно малая вязкость, низкая плотность, большой коэффициент нелинейности капиллярных волн на поверхности жидкого водорода, а также возможность возбуждать волны на заряженной поверхности жидкости переменным электрическим полем позволили нам наблюдать формирование колмогоровского каскада капиллярной турбулентности на поверхности водорода в широком интервале частот ( $10^2$ – $10^4$  Гц) [1, 2]. В последующих работах были наблюдаемы изменение турбулентного спектра при изменении спектральных характеристик возбуждающей силы [3], смена основного механизма переноса энергии в системе капиллярных волн от нелинейной трансформации волн к вязкому затуханию на высоких частотах [4], а также квазиadiaбатический распад капилляр-

ной турбулентности при ступенчатом выключении внешней накачки [5, 6].

В теории слабой волновой турбулентности [7, 8] статистическое распределение чисел заполнения  $n_\omega$  для капиллярных волн описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial n_\omega}{\partial t} = st(n) - 2\gamma_\omega n_\omega + F_{\text{drive}}(t), \quad (1)$$

где  $st(n)$  – интеграл столкновений,  $\gamma_\omega$  – коэффициент вязкого затухания капиллярных волн, а  $F_{\text{drive}}(t)$  соответствует внешней накачке. Частота капиллярной волны  $\omega$  и ее волновой вектор  $k$  связаны законом дисперсии  $\omega^2 = (\sigma/\rho)k^3$ ,  $\sigma$  и  $\rho$  – коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкости. Стационарное решение кинетического уравнения (1) в инерционном интервале описывает изотропный спектр капиллярной турбулентности

$$n_\omega = CQ^{1/2} \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{1/2} \omega^{-15/6}. \quad (2)$$

Здесь  $C$  – численный коэффициент, поток энергии  $Q > 0$ , что соответствует переносу энергии по масштабам частот от низких частот к высоким. Частотное распределение отклонения поверхности жидкости  $\langle |\eta_\omega|^2 \rangle$  от состояния равновесия, найденное из распределения (2), имеет вид

$$\langle |\eta_\omega|^2 \rangle = \frac{\rho\omega}{\sigma k^2} n_\omega = CQ^{1/2} \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{1/6} \omega^{-17/6}. \quad (3)$$

Решение (3) реализуется в инерционном интервале частот в случае широкополосной накачки низкочастотным шумом [8, 3]. Численное решение [9] уравнения (1), а также наши предыдущие измерения [1]

<sup>1)</sup>e-mail: makc@issp.ac.ru

показали, что для случая спектрально узкой накачки реализуется турбулентный спектр, состоящий из эквидистантных пиков, амплитуды которых убывают по степенному закону  $\langle |\eta_\omega|^2 \rangle \sim \omega^{-21/6}$ , то есть с индексом, отличающимся от колмогоровского.

На высоких частотах, где существенно сказывается влияние вязкости жидкости, волновой перенос энергии по каскаду сменяется вязким затуханием волн, что ограничивает инерционный интервал со стороны высоких частот. С увеличением амплитуды накачки положение высокочастотного края инерционного интервала смещается в сторону более высоких частот, то есть инерционный интервал расширяется [4].

В данной статье мы сообщаем о результатах изучения эволюции спектра капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода при выключении/включении дополнительной низкочастотной накачки. Было обнаружено, что включение дополнительной низкочастотной накачки приводит к *подавлению* турбулентности в области высоких частот и к сокращению инерционного интервала частот, а выключение дополнительной накачки приводит к обратному эффекту – увеличению амплитуд турбулентных колебаний на высоких частотах и расширению инерционного интервала. Приведены также результаты численного исследования влияния дополнительной низкочастотной накачки на установившийся спектр капиллярной турбулентности. В расчетах использовали кинетическое уравнение (1) для капиллярных волн с учетом вязкого затухания волн. Результаты численных расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными.

**Эксперимент.** Конструкция прибора и методика измерений аналогичны тем, что мы использовали в предыдущих исследованиях [1–6], и подробно описаны в статье [10]. Оптическая ячейка размещалась в вакуумной полости гелиевого криостата. Газообразный водород конденсировали между обкладками горизонтального цилиндрического конденсатора, установленного внутри ячейки. Набор водорода прекращали, когда уровень жидкости между обкладками конденсатора оказывался вровень с охранным кольцом.

На нижней обкладке конденсатора закреплена радиоактивная мишень. Приложенное к нижней обкладке положительное электрическое напряжение извлекает из ионизированного слоя жидкости, прилегающего к поверхности мишени, положительные ионы и поджимает их к поверхности жидкого водорода, так что под поверхностью образуется квазидвумерный заряженный слой. Для предотвращения ух

да зарядов на стенки стакана к охранным кольцам прикладывается напряжение, равное напряжению на нижней обкладке. Поле заряженного слоя полностью компенсирует электрическое поле внутри жидкости. Толщина слоя жидкого водорода составляла 6 мм, расстояние от поверхности жидкости до верхней обкладки конденсатора – 3.2 мм. Измерения проводили при постоянной температуре жидкости  $T = 15.5$  К.

Колебания поверхности жидкого водорода возбуждали при помощи переменного электрического напряжения, которое прикладывали между охранным кольцом и верхней обкладкой конденсатора в дополнение к постоянному напряжению. Колебания поверхности регистрировали по изменению мощности отраженного от поверхности лазерного луча. Отраженный луч при помощи линзы фокусировали на фотоприемник. Переменную составляющую напряжения на фотоприемнике усиливали и записывали в память компьютера при помощи 16-битного аналогоцифрового преобразователя.

Спектр колебаний поверхности жидкости определяли по фурье-спектру мощности отраженного лазерного луча [10]. Измерения проводились в режиме “широкого луча” (диаметр светового пятна много больше длины волны на поверхности жидкости), так что фурье-гармоника мощности отраженного луча  $P_\omega$  пропорциональна фурье-гармонике отклонения поверхности  $\eta_\omega$  и, следовательно,

$$\langle |\eta_\omega|^2 \rangle = \text{const} |P_\omega|^2. \quad (4)$$

Для изучения эволюции спектра колебаний поверхности при включении/выключении дополнительной низкочастотной накачки мы применяли процедуру оконного преобразования Фурье (Short-Time Fourier Transform) [11]. Правомерность использования этой процедуры основывается на том, что, как следует из наших предыдущих наблюдений [5, 6], характерное время затухания турбулентных колебаний поверхности жидкости порядка времени вязкого затухания капиллярных волн с частотой, равной частоте накачки, и много больше, чем период колебаний поверхности. Это позволяет выбрать временное окно, ширина которого мала по сравнению с временем затухания сигнала, но много больше периода возбуждающей силы. Сдвигая положение окна по времени, можно изучить эволюцию турбулентного каскада на поверхности жидкого водорода после выключения или при включении дополнительной низкочастотной накачки.

**Результаты наблюдений и обсуждение.** В данных экспериментах были проведены измерения двух типов. В измерениях первого типа волны на поверхнос

ти жидкости возбуждали накачкой одновременно на двух различных резонансных частотах ячейки. После формирования стационарного турбулентного распределения накачку на одной из частот (дополнительной частоте) ступенчатым образом выключали, при этом интенсивность накачки на другой (основной) частоте оставалась неизменной. В измерениях второго типа волны на поверхности жидкости первоначально возбуждали на одной из резонансных частот ячейки, а затем включали дополнительную накачку на другой резонансной частоте. Таким образом, в обоих случаях изучали переходный процесс в турбулентной системе капиллярных волн после выключения или включения дополнительной накачки.

Стационарные спектры установившихся колебаний поверхности жидкого водорода до и после выключения дополнительной накачки приведены на рис.1а – накачка одновременно на двух резонансных

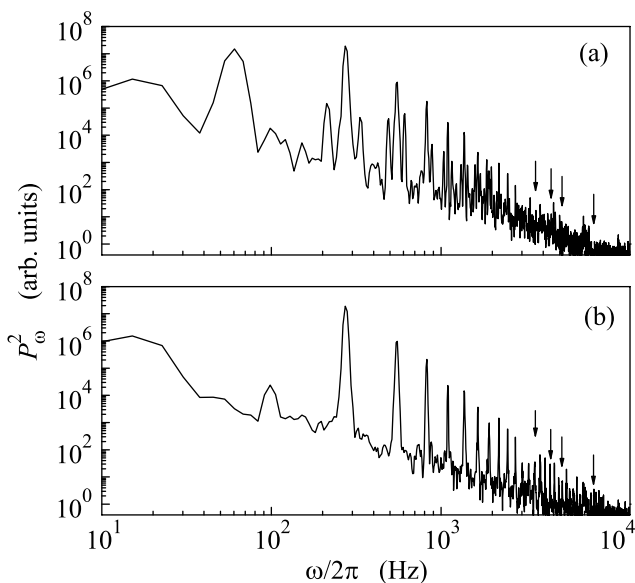


Рис.1. (а) Стационарный спектр колебаний поверхности жидкости при одновременной накачке на двух резонансных частотах  $\omega_1/2\pi = 61$  Гц и  $\omega_2/2\pi = 274$  Гц. (б) Стационарный спектр колебаний при накачке на основной резонансной частоте  $\omega_2/2\pi = 274$  Гц

частотах ячейки, основной  $\omega_2/2\pi = 274$  Гц и дополнительной  $\omega_1/2\pi = 61$  Гц (рис.1); б – установившееся распределение после выключения накачки на частоте  $\omega_1$ . Нужно отметить, что в данных измерениях энергия волны  $E_{\omega_1} \propto \omega_1^{4/3} |\eta_{\omega_1}|^2$  на частоте  $\omega_1$  на порядок меньше энергии волны  $E_{\omega_2}$  на частоте  $\omega_2$ , поэтому спектр колебаний на рис.1а можно рассматривать как спектр капиллярной турбулентности, порожденный основной гармонической накачкой на частоте  $\omega_2/2\pi = 274$  Гц и возмущенный до-

полнительной накачкой на частоте  $\omega_1/2\pi = 61$  Гц. Поэтому в окрестности относительно высоких пиков на частотах, кратных  $\omega_2$ , расположены относительно низкие пики на комбинационных частотах, отстоящих по обе стороны от гармоник основной частоты на частоту, равную  $\omega_1$ . Распределение на рис.1б представляет собой стационарный спектр капиллярной турбулентности при накачке гармонической силой на частоте  $\omega_2$ : с повышением частоты амплитуда пиков на частотах, кратных  $\omega_2$ , убывает по степенному закону. Видно, что при накачке на одной частоте амплитуды высокочастотных пиков (рис.1б) заметно больше, чем амплитуды высокочастотных пиков при накачке на двух частотах (рис.1а).

На рис.2 показаны временные зависимости квадрата амплитуд волн на поверхности жидкого водо-

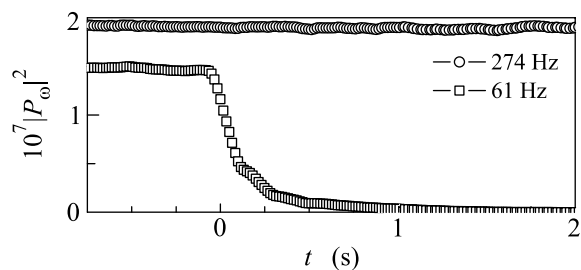


Рис.2. Временные зависимости квадрата амплитуд волн на поверхности жидкого водорода на основной (кружки) и дополнительной (квадраты) частотах при выключении дополнительной накачки в момент времени  $t = 0$

рода на основной (кружки) и дополнительной (квадраты) частотах (напомним, что, согласно (4),  $P_{\omega}^2 \propto |\eta_{\omega}|^2$ ). В момент времени  $t = 0$  накачка на дополнительной частоте  $\omega_1$  выключается, в то время как амплитуда накачки на основной частоте  $\omega_2$  не изменяется. Как следует из рисунка, амплитуда волны на частоте  $\omega_1$  убывает со временем по закону, близкому к экспоненциальному, и, в соответствии с результатами [6], характерное время затухания практически совпадает с временем вязкого затухания  $\gamma_{\omega_1}^{-1}$  капиллярной волны с частотой  $\omega_1$ .

Рис.3 демонстрирует изменение со временем квадратов амплитуд пиков на частотах, кратных частоте основной накачки  $\omega_2$ , при выключении дополнительной накачки в момент времени  $t = 0$ . Треугольники на графике соответствуют 13-й гармонике частоты  $\omega_2$  (3.57 кГц), темные квадраты – 16-я гармоника (4.49 кГц), светлые квадраты – 19-я гармоника (5.19 кГц), кружки – 29-я гармоника (7.96 кГц). Положения соответствующих гармоник указаны на спектрах рис.1 стрелками. Из рисун-

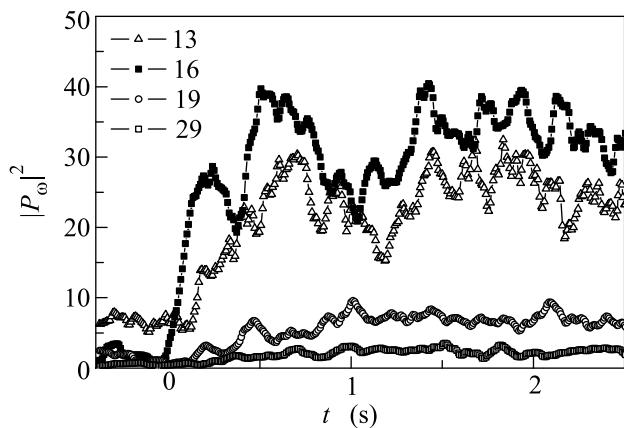


Рис.3. Изменение со временем квадратов амплитуд пиков на частотах, кратных частоте основной накачки  $\omega_2$ , при выключении дополнительной накачки в момент времени  $t = 0$  на частоте  $\omega_1$ . Треугольники соответствуют 13-й гармонике частоты  $\omega_2$  (3.57 кГц), темные квадраты – 16-я гармоника (4.49 кГц), светлые квадраты – 19-я гармоника (5.19 кГц), кружки – 29-я гармоника (7.96 кГц). Положения соответствующих гармоник указаны на спектрах рис.1 стрелками

ка видно, что после выключения дополнительной накачки амплитуды высокочастотных гармоник возрастают в несколько раз за время, сравнимое с временем затухания волны на частоте  $\omega_1$  (рис.2).

На рис.4 представлен фрагмент спектрограммы колебаний поверхности в диапазоне частот 3–10 кГц

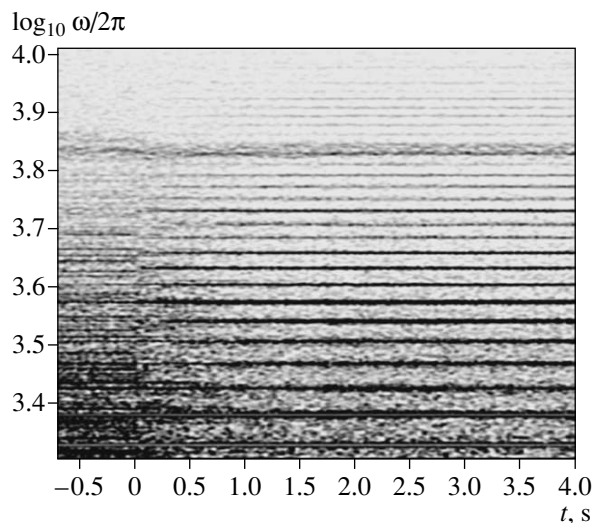


Рис.4. Спектрограмма колебаний поверхности жидкого водорода при накачке на частотах  $\omega_1/2\pi = 61$  Гц и  $\omega_2/2\pi = 274$  Гц одновременно. Более темные участки соответствуют большим значениям амплитуд волн. Плотность серого тона на рисунке пропорциональна квадрату амплитуды волн на соответствующих частотах

в промежутке времени  $t$  от  $-0.8$  с до 4 с. По оси ординат отложена частота в логарифмическом масштабе, по оси абсцисс – время в секундах. Плотность серого тона на рисунке пропорциональна квадрату амплитуды волн на данной частоте. При выключении дополнительной накачки ( $t > 0$ ) на спектрограмме видно появление регулярно расположенных максимумов плотности (черные горизонтальные линии) на частотах, кратных частоте основной накачки  $\omega_2$ , что соответствует возрастанию со временем амплитуды колебаний поверхности на высоких частотах.

Изучение эволюции спектра колебаний поверхности жидкости показали также, что при включении дополнительной накачки в момент времени  $t = 0$  амплитуды колебаний на высоких частотах при  $t > 0$  уменьшаются. Таким образом, наблюдаемая эволюция турбулентного спектра полностью обратима.

Как видно из дальнейшего (рис.5), результаты экспериментов согласуются с результатами числен-

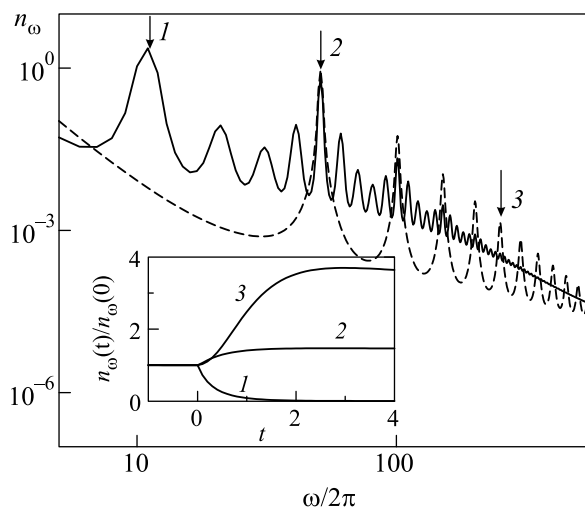


Рис.5. Результаты численных расчетов стационарных спектров капиллярной турбулентности: сплошная линия – накачка одновременно на двух частотах  $\omega_1/2\pi = 10$  Гц и  $\omega_2/2\pi = 50$  Гц одновременно, штриховая линия – накачка на частоте  $\omega_2$ . На вставке показано изменение относительной высоты пиков со временем при выключении дополнительной накачки в момент  $t = 0$ ; кривая 1 соответствует частоте 10 Гц, кривая 2 – 50 Гц, и кривая 3 – 250 Гц (пятая гармоника основной накачки) Соответствующие пики отмечены на основном рисунке стрелками

ных расчетов, проведенных с использованием кинетического уравнения (1), в котором учтено влияние вязких потерь на затухание капиллярных волн на поверхности жидкого водорода. Сплошная кривая на рис.5 соответствует стационарному спектру колеба-

ний поверхности (зависимость чисел заполнения  $n_\omega$  от частоты волны  $\omega/2\pi$ ) при накачке одновременно на двух частотах  $\omega_1/2\pi = 10$  Гц и  $\omega_2/2\pi = 50$  Гц; спектр приведен в безразмерных единицах. Штриховой кривой показан стационарный спектр колебаний поверхности, формирующийся после выключения накачки на частоте 10 Гц, при этом уровень накачки на частоте 50 Гц остается постоянным. Видно, что выключение дополнительной накачки приводит к увеличению амплитуды колебаний поверхности жидкости на частотах  $\omega/2\pi > 100$  Гц. На вставке показано изменение относительных значений амплитуд пиков на частотах 10 Гц (кривая 1), 50 Гц (кривая 2) и пятой гармоники основной частоты 250 Гц (кривая 3) с временем  $t$  после выключения накачки на частоте 10 Гц в момент  $t = 0$ . Соответствующие пики отмечены стрелками на основном рисунке. Амплитуды пиков  $n_\omega(t)$  на вставке нормированы на свои начальные значения  $n_\omega(0)$ . Время на вставке указано в безразмерных единицах. Видно, что выключение низкочастотной накачки приводит к возрастанию амплитуды турбулентных осцилляций в области высоких частот в несколько раз.

Качественно наблюдаемое возрастание амплитуд турбулентных осцилляций на высоких частотах после выключения дополнительной низкочастотной накачки можно объяснить уменьшением плотности состояний (числа возбужденных гармоник в единичном интервале частот), вовлеченных в процесс нелинейного переноса энергии от низких к высоким частотам в инерционном интервале частот. Действительно, при одновременной накачке на двух частотах возбуждены колебания как на частотах, кратных частотам накачки, так и на комбинационных частотах. При выключении дополнительной накачки амплитуды колебаний на этой частоте, а также на кратных гармониках и комбинационных частотах быстро затухают. Это приводит к перераспределению энергии колебаний по частотам, что проявляется в эволюции турбулентного спектра и в заметном увеличении амплитуд волн с частотами, кратными частоте основной накачки  $\omega_2$ .

**Заключение.** Изучена релаксация турбулентных колебаний поверхности жидкого водорода при включении/выключении дополнительного низкочастотного возмущения. Обнаружено, что в случае спек-

трально узкой накачки выключение дополнительного возмущения приводит к *возрастанию* амплитуд волн в высокочастотной части турбулентного спектра и, тем самым, к расширению инерционного интервала частот. Наблюдаемая эволюция спектра обратима – при включении дополнительного возмущения амплитуды волн в высокочастотной части турбулентного спектра уменьшаются и инерционный интервал сужается. Таким образом установлено, что высокочастотные турбулентные колебания поверхности жидкости подавляются в присутствии дополнительной низкочастотной накачки.

Авторы благодарны В. Е. Захарову и Е. А. Кузнецову за полезные обсуждения, а также В. Н. Хлопинскому за помощь в подготовке экспериментов. Исследования выполнены при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 05-02-17849, и программы Президиума РАН РФ “Квантовая макрофизика”. М. Ю. Б. благодарит за поддержку Фонд содействия отечественной науке РФ.

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, ФНТ **27**, 1183 (2001).
3. М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, ЖЭТФ **122**, 521 (2002).
4. М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **74**, 660 (2001).
5. G. V. Kolmakov, A. A. Levchenko, M. Yu. Brazhnikov et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 074501 (2004).
6. М. Ю. Бражников, Г. В. Колмаков, А. А. Левченко и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 99 (2004).
7. V. E. Zakharov and N. N. Filonenko, J. Appl. Mech. Tech. Phys. **4**, 506 (1967).
8. V. E. Zakharov, G. Falkovich, and V. S. L'vov, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I*, Springer, Berlin, 1992.
9. Г. Е. Фалькович, А. Б. Шафаренко, ЖЭТФ **94**, 172 (1988).
10. М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Приборы и техника эксперимента **45**, 31 (2002).
11. S. Mallat, *A Wavelet Tour of Signal Processing*, Academic Press, New York, 1997.