

03;07;08

1/f спектр при акустической кавитации

© В.П. Коверда, А.В. Решетников, В.Н. Скоков, А.В. Виноградов

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: koverda@itp.uran.ru

Поступило в Редакцию 22 марта 2004 г.

Методом фотометрии прошедшего лазерного излучения измерены флуктуации фототока при кавитации воды в ультразвуковом поле. Обнаружено, что в широком интервале частот наблюдается $1/f$ поведение спектральной плотности и бимодальная функция распределения амплитуд флуктуаций. Показано, что огрубление шкалы времени экспериментальных реализаций подчеркивает бимодальность распределения и демонстрирует их масштабную инвариантность.

В различных системах природного и техногенного происхождения часто наблюдаются стохастические процессы, при которых значительная доля энергии приходится на низкочастотные флуктуации. Математически это выражается в степенной частотной зависимости спектра мощности флуктуаций: $S \sim 1/f^\alpha$. Точная обратная пропорциональность спектра мощности частоте ($\alpha = 1$) наблюдается для спектра флуктуаций падения напряжения при прохождении электрического тока через резистор [1]. Такие процессы давно исследуются в радиофизике. При взаимодействии неравновесных фазовых переходов в теплофизических системах также наблюдаются спектры мощности флуктуаций, пропорциональные $1/f$ [2–5]. Причем флуктуации в данном случае не являются малыми, а зачастую амплитуда выбросов сравнима с величиной усредненного сигнала. Несмотря на многочисленные работы, посвященные $1/f$ спектрам, до сих пор обсуждается вопрос о существовании единичного источника $1/f$ спектра и возможном механизме генерации масштабнo-инвариантных флуктуаций. Единичный источник $1/f$ флуктуаций при фазовых переходах был обнаружен экспериментально при исследовании локального кризиса кипения азота на поверхности токонесущей сверхпроводящей пленки [2]. В работах [2–5] предложена феноменологическая теория $1/f$ флуктуаций, согласно которой $1/f$ спектр возникает в результате одновременного протекания и взаимодействия различных неравновесных фазовых пере-

ходов. Простейшие стохастические уравнения, описывающие динамику флуктуаций в сосредоточенной системе, имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dt} &= -\phi\psi^2 + \psi + \Gamma_1(t), \\ \frac{d\psi}{dt} &= -\phi^2\psi + 2\phi + \Gamma_2(t).\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь ϕ, ψ — динамические переменные, а $\Gamma_1(t)$ и $\Gamma_2(t)$ — гауссовские, δ — коррелированные шумы, которые имеют одинаковые дисперсии. Коэффициент 2 при переменной ϕ во втором уравнении делает два уравнения системы (1) неэквивалентными. Система (1) может генерировать стационарные стохастические процессы $\phi(t)$ и $\psi(t)$, спектры мощности которых соответствуют зависимостям $1/f$ и $1/f^2$ соответственно. Спектр обратной для ψ_i функции: $\chi_i = \psi_i/(\varepsilon + \psi_i^2)$, где ε — малый параметр, имеет также вид $1/f$, как и спектр переменной ϕ_i . Теория флуктуационных процессов с $1/f$ спектром мощности при неравновесных фазовых переходах показывает, что χ_i является масштабно-инвариантной функцией. Плотность вероятности распределения $P(\chi_i)$ имеет два максимума (бимодальный вид) и описывается формулой [5]:

$$P(\chi_i) = C\chi^2 \exp\left(-\frac{|\chi_i|}{\sigma_\chi}\right),\tag{2}$$

где σ_χ — стандартное отклонение, C — нормировочный множитель. Если провести масштабное огрубление времени с помощью усреднения по некоторому масштабу времени τ (параметр τ называют еще коэффициентом масштабного преобразования) в соответствии с уравнением

$$y_j^{(\tau)} = \frac{1}{\tau} \sum_{i=\tau j}^{\tau(j+1)-1} x_i, \quad 0 \leq j \leq N/\tau,\tag{3}$$

где x_i — стохастическая переменная (ϕ_i или χ_i), то гауссовское распределение случайного процесса $\phi(t)$ при масштабном огрублении времени стремится к распределению $P(\chi)$ и становится экспоненциальным, характерным для статистики экстремальных выбросов (2).

Следует заметить, что поведение функции распределения при неравновесных фазовых переходах отличается от поведения функции распределения турбулентных пульсаций, при которых огрубления

реализаций приводят к гауссовскому характеру распределения (см., например, [6]). Указанные результаты относятся к единичному источнику 1/f флуктуаций. При масштабных преобразованиях ансамбля источников в силу центральной предельной теоремы сохраняется гауссовский характер функции распределения усредненных реализаций. Именно с такими случаями приходится чаще всего сталкиваться в экспериментах. Масштабные преобразования функций распределения экспериментально измеренных флуктуаций при неравновесных фазовых переходах различной природы представляют большой интерес с точки зрения возможности выделения источника и понимания механизмов формирования 1/f спектра.

В данной статье приводятся результаты экспериментального обнаружения 1/f флуктуаций при акустической кавитации в воде. Теоретические и экспериментальные исследования акустической кавитации [7–9] показывают, что сложный характер взаимодействия кавитационных полостей между собой и с акустическими волнами в экспериментальной ячейке могут приводить к формированию бистабильности и к переходам между стационарными состояниями. Такие переходы в кавитационном облаке можно рассматривать как неравновесный фазовый переход в сложной системе взаимодействующих кавитационных полостей и акустических волн. В акустическом поле формируется стационарный случайный процесс с неравновесными фазовыми переходами, спектр которых может иметь 1/f вид.

Эксперименты проводили с использованием стандартного магнетриционного источника ультразвуковых колебаний с частотой 22 кГц. Излучатель помещался в оптическую кювету с водой. С увеличением мощности излучателя возникала кавитация. При плавном изменении частоты излучателя в кювете наблюдались резонансные явления, приводящие к усилению кавитации. С помощью пьезоэлектрического датчика были определены интегральные спектры мощности флуктуаций. Найденные спектры в низкочастотной области имели вид спектров белого шума (равномерное распределение по частотам). Также спектр белого шума имели измеренные флуктуации тока в катушках излучателя.

К принципиально иным результатам привело лазерное зондирование кавитационных областей. Это связано с более локальным исследованием процесса. Луч лазера пропускался через оптическую кювету с водой. Интенсивность прошедшего лазерного излучения регистрировалась в компьютере с помощью схемы, состоящей из фотодиода и АЦП.

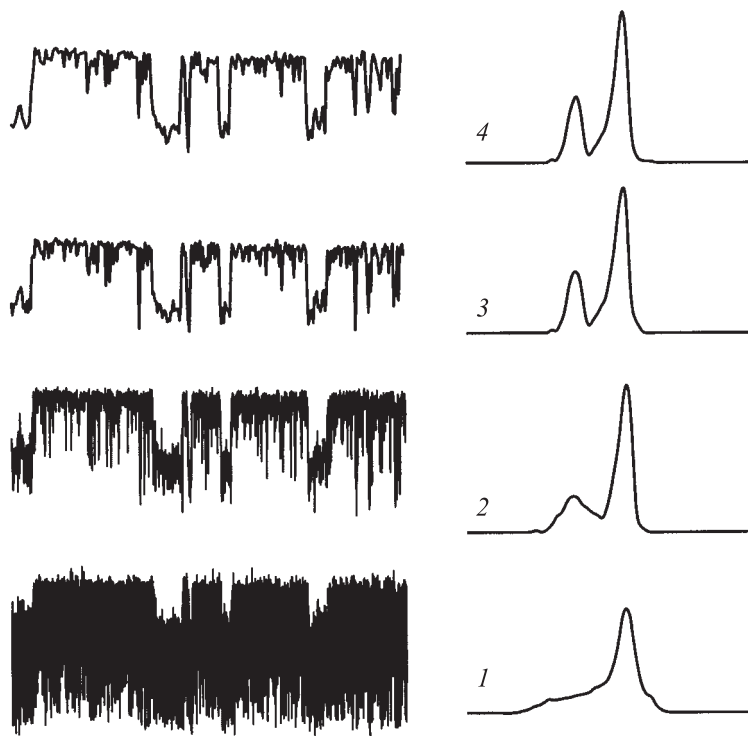


Рис. 1. Исходная (1) и огрубленные (2–4) экспериментальные реализации и соответствующие функции распределения при коэффициенте масштабного преобразования τ : 1 — 1, 2 — 30, 3 — 100, 4 — 200.

Для исследования спектров случайного процесса при кавитации луч лазера пропускался через различные участки кавитационной области. Полученные результаты слабо зависели от того, в какую часть кавитационного облака направлялся луч. В начальной стадии кавитации спектр мощности флуктуаций фототока, как и спектр акустической эмиссии, в низкочастотной области имел вид спектра белого шума. При увеличении мощности излучателя и некотором варьировании частоты интенсивность флуктуаций резко возрастала и наблюдались переходы между двумя уровнями колебаний. На рис. 1 приведены экспериментальные реализации и функции распределения амплитуд колебаний (1).

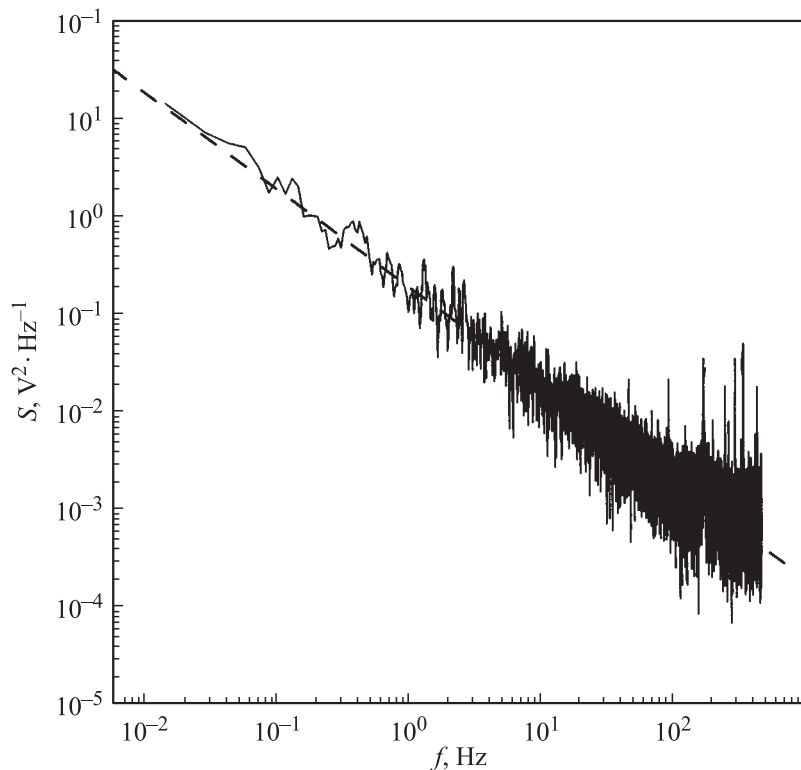


Рис. 2. Спектр мощности флуктуаций фототока. Пунктирная линия — обратно пропорциональная зависимость от частоты.

Бимодальный характер функции распределения отчетливо проявлялся при масштабных преобразованиях флуктуаций. Огрубленные реализации создавались из экспериментально измеренных с помощью усреднения по некоторому масштабу времени τ в соответствии с формулой (3), где в качестве стохастической переменной выступала интенсивность фототока. Для первого масштаба огрубленная реализация является просто исходной реализацией. Длина каждой последующей огрубленной реализации уменьшается в τ раз, т.е. содержит N/τ точек. Последовательность огрубленных реализаций при различных значениях τ и соответствующие функции распределения приведены на

рис. 1. Из рисунка видно, что с ростом коэффициента масштабных преобразований огрубленные реализации и их функции распределения становятся одинаковыми (перестают зависеть от τ). Иными словами, распределение амплитуд становится масштабно-инвариантным, как и в теоретической модели [5]. Следует отметить, что само по себе наличие коротковолновых высокоамплитудных выбросов не оказывает влияния на масштабную инвариантность и $1/f$ поведение спектров мощности, так как с ними связана очень малая энергия.

На рис. 2 приведен спектр мощности флуктуаций в переходном режиме кавитации. Из рисунка видно, что $1/f$ поведение прослеживается на протяжении более четырех порядков изменения мощности.

Таким образом, при акустической кавитации воды наблюдается режим, который характеризуется $1/f$ поведением спектров мощности и бимодальной функцией распределения амплитуд флуктуаций. Масштабное огрубление реализаций приводит к инвариантным распределениям. Полученные результаты согласуются с теоретическими представлениями о генерации $1/f$ флуктуаций при неравновесных фазовых переходах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 03–02–16215), гранта „Ведущие научные школы“ НШ–905.2003.2 и Программы фундаментальных научных исследований ОЭММПУ РАН.

Список литературы

- [1] Коган Ш.М. // УФН. 1985. Т. 145. № 2. С. 285–328.
- [2] Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. В. 5. С. 1748–1757.
- [3] Skokov V.N., Koverda V.P., Reshetnikov A.V., Skripov V.P., Mazheiko N.A., Vinogradov A.V. // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2003. V. 46. P. 1879–1883.
- [4] Коверда В.П., Скоков В.Н. // Докл. РАН. 2002. Т. 386. № 2. С. 187–189.
- [5] Коверда В.П., Скоков В.Н. // Докл. РАН. 2003. Т. 393. № 2. С. 184–187.
- [6] Carbone V., Cavazzana R., Antoni V. et al. // Europhysics Lett. 2002. V. 58. P. 349–355.
- [7] Akhatov I., Parlitz U., Lauterborn W. // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 4990–5003.
- [8] Максимов А.О., Соседко Е.В. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 3. С. 40–45.
- [9] Санкин Г.Н., Тесленко В.С. // Докл. РАН. 2003. Т. 393. В. 6. С. 362–365.