АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 2, с. 283–285

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 234.241

О ФРАКТАЛЬНОЙ ПРИРОДЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ

© 2001 г. Л. М. Лямшев

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4
E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 11.09.2000 г.

Известна эмпирическая частотно-угловая зависимость, характеризующая высокочастотное обратное рассеяние звука взволнованной морской поверхностью. Эта зависимость получена Шулькиным и Шеффером на основе анализа и обобщения результатов многих экспериментов [1].

Она имеет вид

$$N_s = 10\lg(fh\sin\Theta)^{0.99} - 45.3\,. \qquad (1)$$

Здесь N_s – так называемая сила рассеяния звука морской поверхностью в децибеллах, f – частота звука, h – амплитуда волнения моря, Θ – угол скольжения.

До последнего времени отсутствует объяснение физических механизмов "происхождения" или природы этой зависимости. Между тем обращает на себя внимание то, что зависимость (1) описывается степенным законом с дробным (нецелым) показателем, что типично для рассеяния волн фрактальными структурами и поверхностями (см., например, [2, 3]). Известно, что для фракталов характерна степенная зависимость интенсивности рассеяния волн от частоты (длины волны) и угла рассеяния с дробным показателем степени. Естественно связать зависимость (1) с фрактальными характеристиками морской поверхности.

К настоящему времени имеются довольно убедительные свидетельства того, что поверхность моря характеризуется фрактальными свойствами. Так, например, Баренблатт и Лейкин [4] указывают на самоподобие высокочастотного спектра ветрового волнения поверхности моря и приводят формулу, описывающую частотный спектр волнения. Спектр волнения [4] характеризуется степенным законом с показателем ν, который может принимать дробные или целые значения, а, в частности, при $\nu = 5$ описывает спектр Филлипса [5], а при $\nu = 4$ – спектр Захарова–Филоненко [6]. Авторы [4] обращают внимание на имеющиеся многие экспериментальные наблюдения, указывающие на то, что показатель ν для частотного спектра волнения морской поверхности принимает нецелое, т.е. дробное значение. Другими словами, спектр волнения морской поверхности описывается фрактальным законом.

В [7] на основе модифицированной функции Вейерштрасса–Мандельброта, которая нередко используется для описания фрактальных поверхностей, получены выражения, характеризующие в пространстве $E = 3$ возвышения и частотный спектр волнующейся поверхности моря. Показано, что поверхность моря при сильном волнении является фрактальной в интервале масштабов поверхностных волн 0.1–100 м. При этом фрактальная размерность поверхности $D \approx 2.25$. Частотный спектр волнения при этом описывается выражением, которое согласуется с формулами, полученными в работах [4, 6, 8, 9].

Авторы работы [10] исследовали фрактальные свойства зон обрушающихся волн на поверхности моря. Экспериментальный материал был получен в результате дистанционного оптического зондирования морской поверхности. Была выполнена серия крупномасштабных фотосъемок взволнованной морской поверхности с присутствием пенных образований, которые сопровождают обрушение поверхностных гравитационных волн. Другими словами, полученный экспериментальный материал содержал результаты обратного рассеяния света морской поверхностью при обрушении волн. Было установлено, что распределение зон обрушения является фрактальным с фрактальной размерностью $D = 0.5$. Как известно размерность $0 < D < 1$ характеризует фрактальное множество Кантора [11].

В недавно опубликованной работе [12] сделана попытка теоретически связать зависимость (1) с фрактальными свойствами морской поверхности. Рассмотрено рассеяние звука фрактальной поверхностью в пространстве $E = 2$ при условии, что поверхность характеризуется обобщенной фрактальной кривой Кох. Эта кривая характеризуется параметрами:

$$n = 0, \quad a^{(0)} = \Lambda$$

$$n = 1, \quad a_1^{(1)} = \frac{\Lambda_0}{4}(1-\alpha)^{1/2}, \qquad (2)$$

$$a_2^{(1)} = 2a_1^{(1)} \quad a_3^{(1)} = 2a_1^{(1)}.$$

Здесь

$$\alpha = \frac{4A_0}{\Lambda_0}\mathrm{ctg}\frac{\Theta}{2} \qquad (3)$$

n – номер последовательности (шага) формирования фрактальной кривой, Λ_0 – затравка, $a_1^{(1)}$, $a_2^{(1)}$ и $a_3^{(1)}$ – элементы, составляющие образующий элемент кривой Кох, A_0 – амплитуда и Θ – угол между соседними элементами фрактального множества (кривой Кох). Мера Хаусдорфа для указанной обобщенной фрактальной кривой выражается формулой

$$(2^{1-D}+1)(a_2^{(1)})^D = 1, \qquad (4)$$

где D – фрактальная размерность, и $1 < D < 2$. Расчет рассеяния звука выполнен в приближении Кирхгофа, когда выполняется условие $\lambda \ll \Lambda_0, A_0$, где λ – длина звуковой волны. По существу в приближении Кирхгофа выполнен расчет рассеяния звука поверхностью, аппроксимируемой предфракталом Кох. При этом для исключения из рассмотрения особенностей предфрактала расчет рассеянного поля проводился с использованием процедуры, предложенной в [13]. Выражение для силы обратного рассеяния звука фрактальной неровной поверхностью – предфракталом Кох, полученное в [12] имеет вид

$$N_S = N_0 + 10\lg\left[fh\,\mathrm{tg}\left(\frac{\Theta}{2}\right)\sin\Theta\right]^{2D}, \qquad (5)$$

где f – частота, h – средняя высота неровностей и Θ – угол скольжения. Выражение (5) практически совпадает с формулой (1), если положить, что выполняются условия $\Theta \approx \pi/2$ и $D \approx 0.5$.

Размерность D предфрактала Кох подчиняется условию $1 < D < 2$. Необходимость выполнения условия $D \cong 0.5$ в формуле (5), по мнению автора [12], может быть объяснена тем, что при обратном рассеянии звука происходит как бы вырождение непрерывной фрактальной кривой Кох в множестве Кантора. Такое объяснение может казаться вполне разумным в свете упоминавшихся выше результатов оптических экспериментов [10].

Из сопоставления (1) и (5) можно прийти к заключению, что акустическим экспериментам, результаты которых обобщены в [1], соответствовали условия, когда обратное рассеяние звука происходило на отдельных впадинах поверхностного волнения моря. Состояние моря при этом, однако, такое, что, если и происходит обрушение морских волн, как это наблюдалось при оптических экспериментах [10], то эффективного образования приповерхностного слоя воздушных пузырьков еще не наблюдается. В противном случае, когда у поверхности в море образуется слой воздушных пузырьков, зависимость, описываемая формулой (1), нарушается. Однако как показано автором работы [14], и в этом случае обратное рассеяние звука морской поверхностью также подчиняется фрактальным законам. Рассеяние звука обусловлено в этом случае не непосредственно поверхностью моря, а слоем воздушных пузырьков. Как оказалось, спектр флуктуаций скорости звука в слое приповерхностных пузырьков подчиняется закону Колмогорова–Обухова, который, как теперь хорошо известно, отражает фрактальную структуру турбулентности. Выполненные в [14] расчеты силы обратного рассеяния звука находятся в согласии с экспериментальными данными, причем для довольно низких частот (от 0.1 кГц) и широкого диапазона углов скольжения.

Шулькин и Шеффер в [1] отмечают, что еще раньше ряд исследователей получали степенные законы изменения интенсивности обратного рассеяния звука морской поверхностью. Как и выше (см. формулу (1)) полученные ими экспериментальные зависимости могут быть представлены в виде

$$N_s = 10\lg(fh\sin\Theta/K_i)^{\nu_i}, \qquad (6)$$

где по результатам работы [15]: $K_1 = 3.28 \times 10^2$ и $\nu_1 = 2.03$; работы [16]: $K_2 = 5.57 \times 10^3$ и $\nu_2 = 1.52$; авторов [17]: $K_3 = 1.81 \times 10^3$ и $\nu_3 = 1.43$ и работы [18]: $K_4 = 6.88 \times 10^3$ и $\nu_4 = 1.03$. Соответственно для зависимости (1) работы [1] $K = 3.649 \times 10^4$ и $\nu = 0.99$.

К этим указанным зависимостям (6) можно было бы относиться как к отдельным, в определенном смысле случайным, фактам. Именно, по-видимому, с таких позиций их рассматривали авторы работы [1] и, обобщая, получили усредненную зависимость, описываемую выражением (1).

В действительности, как нам представляется, эти результаты являются каждый в отдельности вполне закономерными. Они каждый раз отражают условия эксперимента или, другими словами, состояние морской поверхности, ее фрактальные свойства, а величина показателя степенной зависимости – фрактальную размерность. Этот вывод согласуется с высказанными в [2] соображениями о том, что аппроксимация экспериментального спектра ветрового волнения морской поверхности подчиняется степенному (фрактальному) закону

$$F = A\omega^{-n}, \qquad (7)$$

где ω – частота волнения, A – постоянная.

Анализ большого числа экспериментальных спектров развитого волнения, проведенный в [19] (см. [1]), показал, что для интервала частот $\omega = 1.5$–3.8 с$^{-1}$ значения n лежат в интервале $n = 2.5$–4.3.

Тот факт, что фрактальные свойства взволнованной морской поверхности могут в зависимости

от внешних условий характеризоваться различной величиной фрактальной размерности подтверждается, например, результатами оптических экспериментов [20] и сопоставлением их с результатами опытов [10]. В работе [20] представлены результаты экспериментальных исследований статистических характеристик ветровых волн на поверхности океана. Исследования проводились с помощью сканирования поверхности лазерным лучом. Оказалось, что множество зеркальных точек на взволнованной поверхности океана представляют собой множество Кантора с фрактальной размерностью $0 < D = 0.8 < 1$. Напомним, что оптические эксперименты [10] привели к фрактальной размерности $D = 0.5$. Результаты экспериментов [10] и [20] не только не находятся в противоречии, а напротив, указывают на разнообразие фрактальных свойств волнующейся морской поверхности.

Заметим, наконец, что, как и следовало ожидать, при малых амплитудах волнения поверхности или достаточно больших длинах звуковых волн наблюдается релеевское рассеяние и показатель степени в степенном законе изменения интенсивности звука от частоты $\nu = 4$. Поверхность моря ведет себя как евклидова поверхность, и даже если она фрактальна, а не евклидова – ее фрактальные свойства при рассеянии низкочастотного звука могут не проявляться.

Таким образом, можно утверждать, что высокочастотная морская поверхностная реверберация в широком диапазоне изменчивости морского волнения характеризуется фрактальными свойствами или имеет фрактальную природу. Частотная зависимость интенсивности реверберации подчиняется степенному закону с дробной величиной показателя. Величина показателя степени несет информацию о фрактальных свойствах поверхности моря и ее фрактальной размерности и может служить характеристикой волнения.

(Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 99-02-16334).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schulkin M., Shaffer M.* Backscattering of Sound from the Sea Surface. J. Acoust. Soc. Amer. 1964. V. 36. P. 1699–74.
2. *Шефер Д., Кефер К.* Структура случайных силикатов: полимеры и пористые твердые тела // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 62–71.
3. *Bale H.D., Schmidt P.W.* Small-angle X-ray scattering investigation of submicroscopic porosity with fractal properties // Phys. Rev. Lett., 1984. V. 53. P. 396–399.
4. *Баренблатт Г.И.* Лейкин В.А. Об автомодельных спектрах ветрового волнения в области высоких частот. Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, 1981. Т. 17. С. 50–58.
5. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана. М.: Мир, 1969.
6. *Захаров В.Е., Филоненко Н.Н.* Спектр энергии для стохастических колебаний поверхности жидкости // Докл. АН СССР. 1966. Т. 170. С. 1292–1295.
7. *West B.J.* Sensing scaled Scintillations // Journ. Opt. Soc. Amer. 1990. A7. P. 1074–110.
8. *Glasman R.E., Weichman P.B.* Statistical geometry of a small patch in a developed sea // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 4998–5010.
9. *Kitaigorodskii S.* On the theory of the equilibrium range in the spectrum of wind-generated gravity waves // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 816–827.
10. *Заславский Г.М., Шарков Е.А.* Фрактальные свойства зон обрушающихся волн на поверхности моря // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294. С. 1362–1366.
11. *Feder J.* Fractals. New York: Plenum Press, 1988.
12. *Qian Z.W.* Wave scattering on a fractal surface // Journ. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 107. P. 260–262.
13. *Freedman A.* A mechanism of acoustic echo formation // Acustica. 1962. V. 12. № 1. P. 10–21.
14. *Gilbert K.E.* A stochastic model for scattering from the near-surface oceanic bubble layer // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1993. V. 94. № 6. P. 3325–3334.
15. Principles of Underwater Sound. Watl. Defence Res. Council Div. 6. Sum. Tech. Rept. V. 7. Chap. 5. P. 99–109 (Washington, D.C., 1946).
16. *Urick R.J., Hoover R.M.* Backscattering of Sound from the Sea Surface: It's Measurement, Causes and Application to the Prediction of Reverberation Levels // Journ. Acoust. Soc. Am., 1956. V. 28. P. 1038–1043.
17. *Garisson G.R., Murphy S.R., Potter D.S.* Measurement of the Backscattering of Underwater Sound from the Sea Surface // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1960. V. 32. P. 104–111.
18. *Chapman R.P., Harris R.P.* Surface Backscattering Strenghts Measured with Expolive Sound Surfaces // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1962. V. 38. P. 1592–1597.
19. *Grose P.L., Warsh K.L., Garstang M.* Dispersion relations and wave shapes // Jorn. Geophys. Res., 1972. V. 77. № 21. P. 3902–3905.
20. *Zosimov V.V., Naugolnykh K.A.* Fractal structure of large-scale variability of wind-driven waves according to laser-scanning data // Chaos. 1994. V. 4. P. 21–24.