АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том IX 1963 Вып. 3

УДК 534.2+551.46

ФЛЮКТУАЦИИ ЗВУКА В ВЕРХНЕМ СЛОЕ ОКЕАНА И ИХ СВЯЗЬ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ СРЕДЫ

Р. Ф. Швачко

Описывается эксперимент по исследованию флюктуаций уровня звука в верхнем слое океана. Экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с прямыми измерениями флюктуаций показателя преломления в верхнем перемешанном слое океана и теорией распространения волн в среде со случайными неоднородностями, описываемыми гауссовой корреляционной функцией.

На возможность применения теории локально-изотропной турбулентности к описанию процесса турбулентного перемешивания в верхнем слое океана в определенном интервале масштабов указывалось в ряде работ (см., например, [1, 2]). Если считать, что флюктуации скорости звука определяются в основном флюктуациями температуры, то случайное поле показателя преломления $n(\mathbf{r})$ в верхнем перемешанном слое океана может быть описано с помощью структурной функции $D_n(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = \overline{[n(\mathbf{r}_2) - n(\mathbf{r}_1)]^2}$, удовлетворяющей закону двух третей Колмогорова — Обухова [3, 4] для локально-изотропной турбулентности: $D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3}$. Этот закон применим для значений $\rho = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$, лежащих между так называемыми внутренним l_0 и внешним L_0 масштабами турбулентности. Теория флюктуаций звука при распространении в турбулентной атмосфере развита в работе [5]. В тех случаях, когда параметр $\sqrt{\lambda L}$, где λ — длина звуковой волны, а L — расстояние, пройденное звуком в неоднородной среде, имеет значения, лежащие вне интервала $[l_0, L_0]$, решения совпадают с формулами теории распространения звука в среде со случайными неоднородностями [6], основанной на применении гауссовой корреляционной функции $B_\mu(\rho) = \overline{\mu^2} e^{-\rho^2/a^2}$ для флюктуаций μ показателя преломления: $n(\mathbf{r}) = 1 + \mu(\mathbf{r})$; $|\mu| \ll 1$; $\overline{\mu} = 0$. Здесь внешний и внутренний масштабы практически совпадают $l_0 \sim L_0 \sim a$. При этом, если $\sqrt{\lambda L} \ll a \sim l_0$, то средний квадрат флюктуаций уровня звука $\overline{\chi^2} = \overline{\left(\ln \frac{A}{A_0}\right)^2}$ не зависит от длины волны и пропорционален кубу расстояния. Если же $\sqrt{\lambda L} \gg a \sim L_0$, то средний квадрат флюктуаций уровня звука равен

$$\overline{\chi^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \overline{\mu^2} a k^2 L, \tag{1}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. В обоих случаях поперечный радиус корреляции флюктуаций уровня звука имеет порядок a, т. е. совпадает с пространственным масштабом неоднородностей показателя преломления.

В том случае, когда параметр $\sqrt{\lambda L}$ имеет значения, удовлетворяющие условию $l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0$, выражение для среднего квадрата флюктуаций уровня звука следует из работы [5], в которой применялась структурная функция вида $D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3}$, и имеет вид:

$$\overline{\chi^2} = 0{,}31 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \qquad (2)$$

При этом поперечный радиус корреляции имеет порядок $\sqrt{\lambda L}$.

Поперечный радиус корреляции совпадает с размером тех неоднородностей из интервала масштабов $[l_0, L_0]$, которые наиболее эффективны для рассеяния и вносят максимальный вклад во флюктуации звука с длиной волны λ на расстоянии L. В работе [1] зависимость (2) среднего квадрата флюктуаций уровня звука от волнового числа $k = 2\pi/\lambda$ и расстояния L была получена из выражения (1) подстановкой в последнее эффективного размера неоднородностей $a = \sqrt{\lambda L}$ со значением $\overline{\mu}^2$, соответствующим закону двух третей:

$$\overline{\mu}^2 \sim a^{2/3} \sim (\lambda L)^{1/3}.$$

В экспериментах по исследованию флюктуаций звука в турбулентной атмосфере в большинстве случаев условие $l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0$ выполняется, так как внутренний масштаб турбулентности имеет порядок 1 *см*, а параметр $\sqrt{\lambda L}$ на обычно применяющихся расстояниях не превышает внешнего масштаба турбулентности, равного по порядку величины расстоянию до ближайшей границы — поверхности земли.

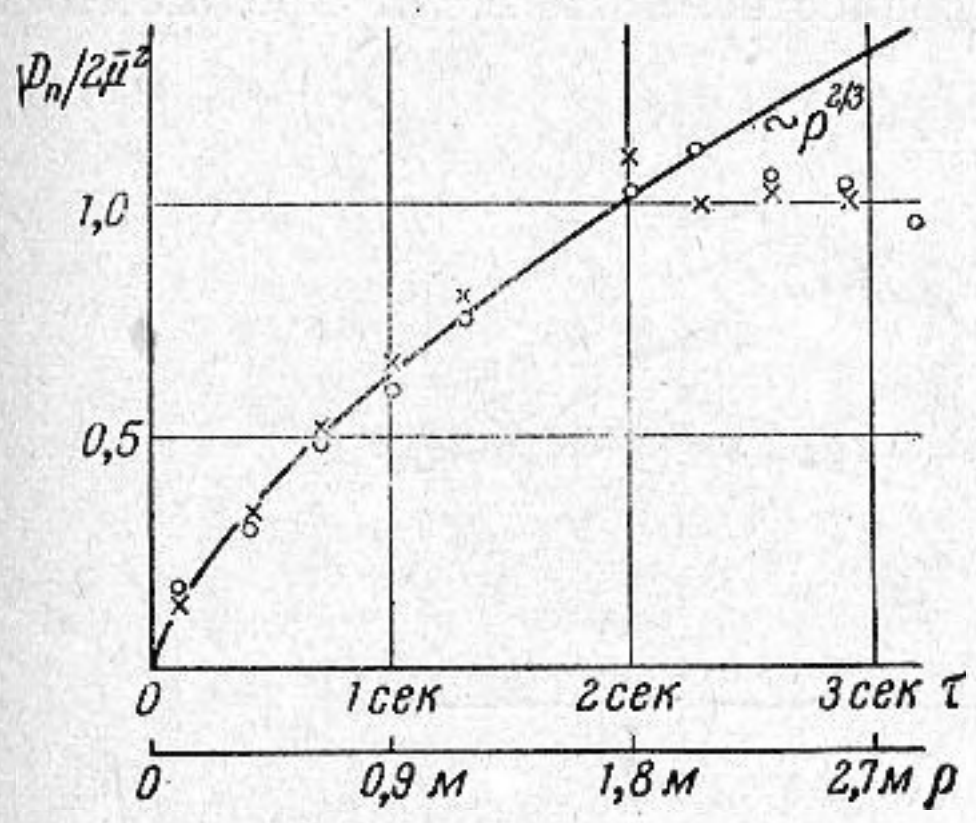
В океане внутренний масштаб турбулентности имеет тот же порядок, что и в атмосфере. Параметр $\sqrt{\lambda L}$ на расстояниях более 100 *м* на частотах ниже 100 *кгц* равен примерно нескольким метрам. Если в верхнем слое океана осуществляются те же условия, что и в приповерхностном слое атмосферы, и внешний масштаб турбулентности равен по порядку величины расстоянию до поверхности океана, т. е. нескольким десяткам метров, то следует ожидать, что для среднего квадрата флюктуаций уровня звука будет применима формула (2). Однако, если спектр масштабов турбулентности будет ограничен сверху максимальным масштабом порядка одного метра, то для объяснения флюктуаций звука можно пользоваться формулой (1).

Во время первого рейса научно-исследовательских судов Академии наук СССР «Сергей Вавилов» и «Петр Лебедев» проводились эксперименты по исследованию флюктуаций звука в верхнем перемешанном слое океана и их связи со случайными неоднородностями показателя преломления. Описываемый в настоящей работе эксперимент был проведен в мае 1961 г. в Северной Атлантике в двухстах милях к югу от банки Поркьюпайн. Использовались импульсы с частотой заполнения 10 и 25 *кгц*, длительностью 1 *мсек* и периодом повторения 400 *мсек*. Глубина погружения излучающих и приемных преобразователей составляла 40 *м* при толщине верхнего слоя 80 *м*. Для исключения вращения подвешенных на кабель-тросах преобразователей они были растянуты оттяжками на нос и корму. Применение коротких импульсов и соответствующее заглубление преобразователей позволяло разделять прямые импульсы от отраженных от поверхности океана. Излучающее и приемное судно двигались параллельными курсами со скоростью относительно среды $v = 0{,}9$ *м/сек*. Расстояние между судами изменялось последовательно от 180 до 1100 *м*. Длительность серий звуковых импульсов, подвергавшихся обработке, составляла 100 *сек*.

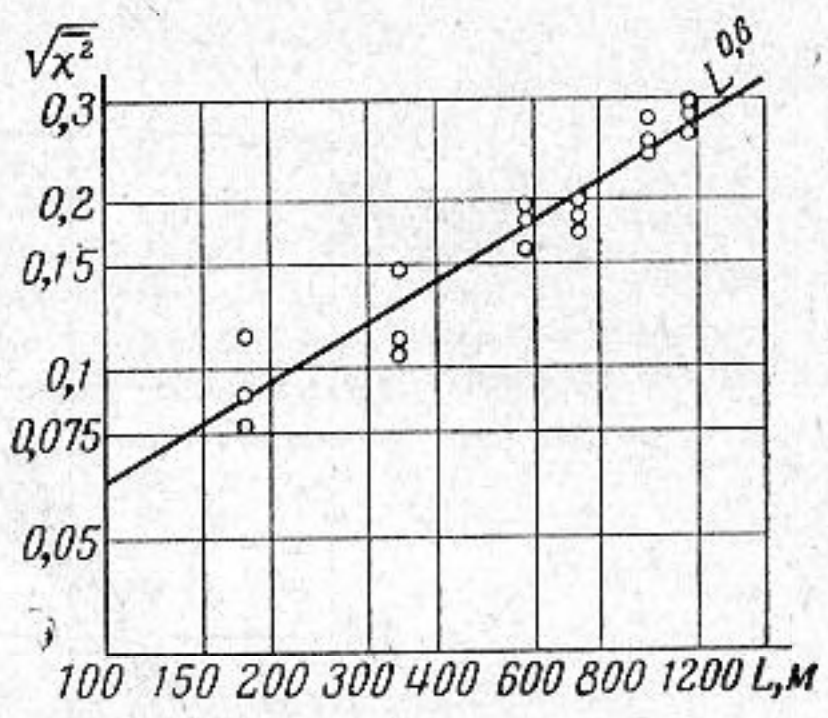
Одновременно проводились измерения флюктуаций показателя преломления с помощью специально сконструированного прибора, позволяющего регистрировать флюктуации показателя преломления в пределах от 10^{-6} до $2 \cdot 10^{-4}$. Принцип работы его состоял в измерении фазовым ме-

тодом флюктуаций скорости распространения звука с частотой 2 *мггц* на базе длиной 5 *см*.

За время проведения эксперимента, который длился около четырех часов, метеорологические и гидрологические условия не успели измениться сколько-нибудь заметным образом. На фиг. 1 приведены значения нормированной структурной функции флюктуаций показателя преломления; крестиками отмечены значения структурной функции, полученные в начале, кружочками — в конце опыта. Сплошной линией проведена кривая закона двух третей. Во всех случаях пространственный масштаб ρ получался из временного масштаба τ путем умножения последнего на скорость



Фиг. 1



Фиг. 2

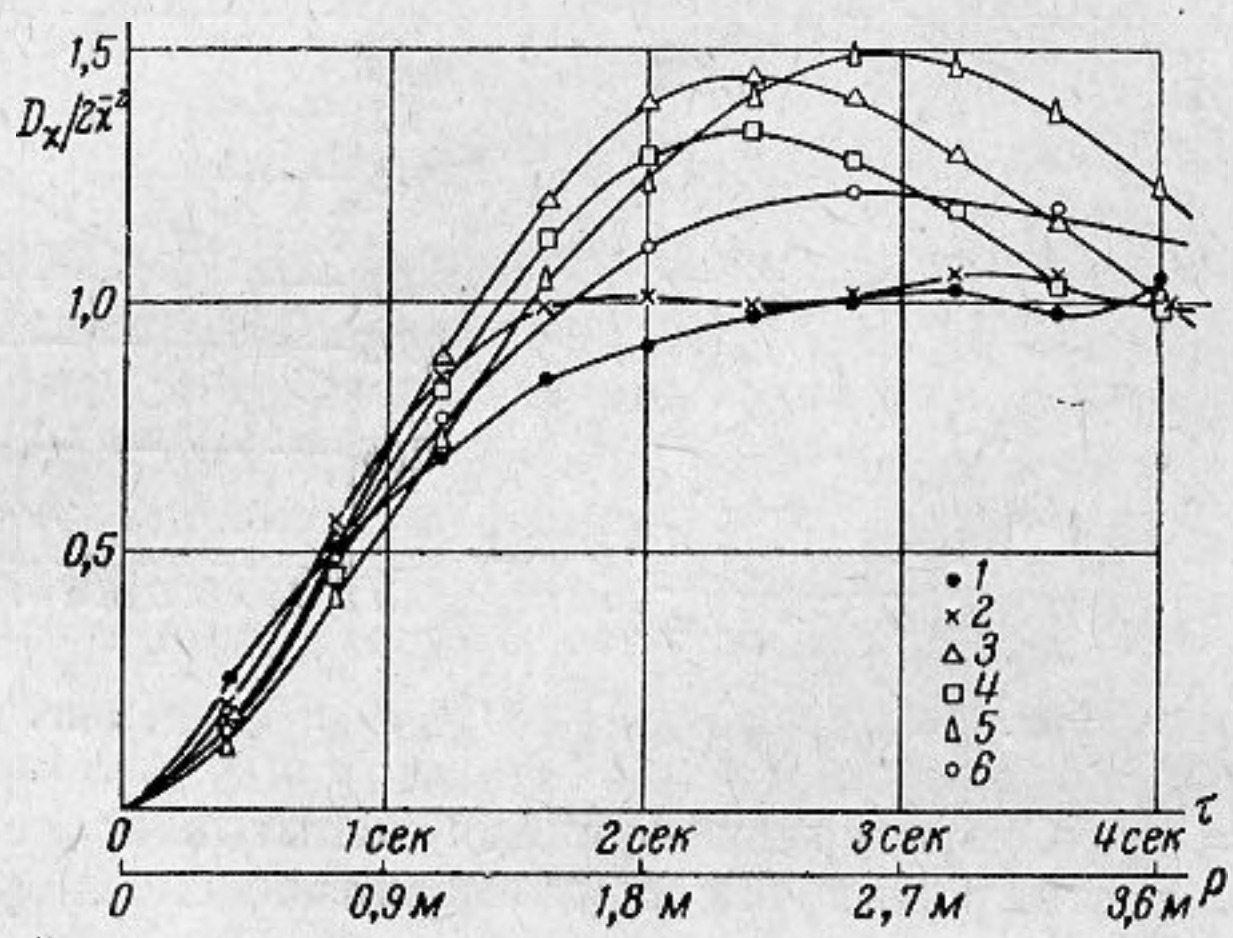
v судна: $\rho = v\tau$. Структурная функция испытывает «насыщение» при значениях ρ, достигающих внешнего масштаба неоднородностей $L_0 = 1{,}4 \div 1{,}5$ *м* (по уровню 0,9), меньшего значений параметра $\sqrt{\lambda L}$ на используемых частотах и расстояниях. Это означает, что поле флюктуаций показателя преломления может быть описано корреляционной функцией $B_\mu(\rho) = {}^1/_2\,[2\overline{\mu^2} - D_n(\rho)]$ с пространственным масштабом $a = L_0$. Полученное при экспериментах значение $\overline{\mu^2}$ равно $2{,}9 \cdot 10^{-9}$, что дает для произведения $\overline{\mu^2}a$, входящего в выражение (1), значение $4{,}2 \cdot 10^{-9}$ *м*.

Среднеквадратичные значения $\sqrt{\overline{\chi^2}}$ флюктуаций уровня звука на частоте 10 *кгц* носят случайный характер и не имеют определенной зависимости от расстояния между излучателем и приемником. На более высокой частоте 25 *кгц* из приведенной на фиг. 2 в двойном логарифмическом масштабе зависимости $\sqrt{\overline{\chi^2}}$ от расстояния L видна четкая тенденция к росту коэффициента вариации с увеличением расстояния. Прямая, проведенная через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов, соответствует степенной зависимости коэффициента вариации уровня от расстояния с показателем степени 0,6, что близко к теоретической зависимости $\sqrt{\overline{\chi^2}} \sim L^{0,5}$, следующей из выражения (1). Значение произведения $\overline{\mu^2}a$, полученное из этого графика, оказывается равным $4{,}3 \cdot 10^{-9}$ *м*, что очень хорошо совпадает с величиной $\overline{\mu^2}a = 4{,}2 \cdot 10^{-9}$ *м*, полученной из прямых измерений поля флюктуаций показателя преломления.

Поперечный радиус корреляции флуктуаций уровня на всех расстояниях также хорошо совпадает с радиусом неоднородностей показателя преломления $a = 1{,}4 \div 1{,}5$ *м*, что видно из приведенных на фиг. 3 нормированных структурных функций флюктуаций уровня на частоте 25 *кгц* для шести дистанций: значения радиуса корреляции (по уровню 0,9) лежат в интервале от 1,1 до 1,7 *м*. На фигуре 3 кривые *1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6* относятся соответственно к дистанциям между излучающим и приемным судами 180, 340, 580, 710, 960 и 1100 *м*.

Применение при обработке записей случайных процессов структурных функций вместо обычно применяемых корреляционных позволило отфильтровать низкочастотные флюктуации, которые могли возникнуть из-за качки судов с периодом 10÷12 *сек*. Характерный же временной масштаб интересовавших нас флюктуаций составлял 1÷2 *сек*. В то время как на значения корреляционной функции оказывают влияние неоднородности всех масштабов, значения структурной функции при не очень больших сдвигах τ (или соответственно ρ) определяются в основном теми неоднородностями, масштаб которых не превосходит τ (или ρ).

В условиях описанного эксперимента, как видно из приведенных результатов, внешний масштаб неоднородностей показателя преломления



Фиг. 3

был существенно меньше рабочих значений параметра $\sqrt{\lambda L}$. Это и предопределило хорошее согласие экспериментальных данных с результатами теории, основанной на описании поля флюктуаций показателя преломления с помощью однопараметрической гауссовой корреляционной функции.

Автор выражает благодарность Ю. М. Московенко, принимавшему участие в создании аппаратуры, проведении эксперимента и обработке полученных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. Whitmarsh, E. Skudrzyk, R. J. Urick. Forward scattering of sound in the sea and its correlation with the temperature microstructure. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 10, 1124—1143.
2. С. А. Китайгородский. О мелкомасштабной турбулентности в поверхностном слое моря, охваченном развитым ветровым волнением. Тр. института океанологии АН СССР, 1961, 52, 87—96.
3. А. Н. Колмогоров. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. Докл. АН СССР, 1941, 30, 4, 299—303.
4. А. М. Обухов. Структура температурного поля в турбулентном потоке. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1949, 13, 1, 58—69.
5. В. И. Татарский. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., Изд-во АН СССР, 1959.
6. Л. А. Чернов. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М., Изд-во АН СССР, 1958.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
25 ноября 1962 г.