АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 2, с. 240 - 242

УДК 551.463.228

ИНТЕНСИВНОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ КАНАЛЕ С НЕРОВНОЙ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕЙ

© 1994 г. Н. Н. Галыбин, В. А. Самохин

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 23.02.93 г.

Исходя из теории переноса излучения, разработаны алгоритмы и программа расчета на ЭВМ интенсивности некогерентной компоненты низкочастотного звукового поля, распространяющегося в океане в приповерхностном канале с неровной верхней границей. Приведены экспериментальные и численные оценки параметра когерентности на трассах "источник–приемник" протяженностью до 1000 км.

При дальнем распространении звука в условиях приповерхностного канала акустические сигналы рефрагируют в неоднородной среде и многократно переизлучаются поверхностными неровностями ветрового волнения. При этом падающее звуковое поле трансформируется в две компоненты – когерентную и некогерентную. Когерентная составляющая переизлучается только в зеркальном направлении относительно средней плоскости водной поверхности, некогерентное поле обусловлено рассеянием во всю нижнюю полусферу. К сожалению, дать строгое и полное математическое описание подобного явления чрезвычайно затруднительно. В том случае, когда предметом исследования являются энергетические характеристики звукового поля (интенсивность и частотные спектры), удобно воспользоваться методами теории переноса излучения, предполагающей отсутствие корреляции между взаимодействующими полями [1 - 3].

Основной величиной в теории переноса излучения является лучевая интенсивность $I(\mathbf{r}, \mathbf{s})$, которая распространяется в единичном телесном угле по определенному лучу в направлении $\mathbf{s}$ и определяет угловую плотность потока мощности в точке наблюдения $\mathbf{r}$.

Другими словами, лучевая интенсивность связана с интенсивностью акустического поля $I(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ соотношением:

$$\frac{\langle p^2 \rangle}{\rho c} = I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \int_{\Omega} J(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\Omega, \qquad (1)$$

где $\langle p^2 \rangle$ – средний квадрат давления звука в точке приема, Ω – телесный угол, величина которого определяется условиями распространения звука и диаграммой направленности приемной антенны.

Запишем интегральное уравнение переноса излучения для звука, распространяющегося в приповерхностном канале вдоль трассы "источник–приемник". Поскольку интенсивность звука, распространяющегося в канале вдоль лучей, претерпевающих многократные отражения от дна и поверхности океана, на больших расстояниях сильно ослабляется, мы такие лучи учитывать не будем. Кроме того, для простоты записи опустим множители, описывающие поглощение звука в воде, которое будет учтено на стадии ЭВМ-расчета. В случае ненаправленного источника монохроматического излучения, находящегося в точке $\mathbf{r} = 0$ на глубине $z = z_{\text{н}}$, уравнение переноса можно записать в виде:

$$J[r + D(\chi_s), \chi_s \varphi_s] = J(r, \chi_s, \varphi_s) V^2(\chi_s) + \int_0^{\chi_{\max}} \int_0^{2\pi} J(r, \chi_i, \varphi_s) m_s(k_i, k_s) (\sin\chi_s)^{-1} \times \cos\chi_i d\chi_i d\varphi_i + \varepsilon(r, \chi_s, \varphi_s). \qquad (2)$$

Здесь $m_s(k_i, k_s)$ – индикатриса рассеяния, χ_i, χ_s – углы скольжения падающего (k_i) и рассеянного (k_s) звуковых векторов, φ_i – азимутальный угол между направлениями k_i и скоростью ветра. Левая часть уравнения – лучевая интенсивность поля на расстояние $r + D(\chi_s)$ на глубине $z = 0$ при угле скольжения χ_s в азимутальном направлении φ_s (φ_s – угол между направлением скорости ветра и трассой "источник–приемник"). $D(\chi_s)$ – длина цикла соответствующего луча, $\chi_{\max}$ – максимальное значение угла скольжения лучей, распространяющихся в приповерхностном канале без отражения от дна.

В настоящей работе рассматривается процесс многократного переизлучения звука на неровностях океанской поверхности, параметр Рэлея которых меньше единицы. В этом случае энергетические характеристики рассеяния в основном определяются взаимодействием акустического поля с резонансными неровностями, а индикатриса рассеяния имеет вид:

$$m_s(k_i, k_s) = 4k^4 \sin^4\chi \sin^4\chi_s [J(K, \Phi) + J(K, \Phi + \pi)].$$

Пространственный спектр, используемый в расчетах индикатрисы, описывается известным соотношением, хорошо зарекомендовавшим себя

при расчетах различных случаев однократного рассеяния [5]. Этот спектр имеет вид:

$$J(K, \Phi) = \frac{\beta\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(\beta+0.5)}\cos^{2\beta}(0.5\Phi)G(K),$$

где

$$G(K) = \begin{cases} 6\times10^{-3}K^{-4}\exp\left[-0.74(g^2/v^4K^2)\right], \\ \qquad 0 < K \le 365/v^2, \\ \pi\times10^{-4}K^{-3.5}v, \quad K > 365/v^2, \end{cases}$$

$$\beta = \begin{cases} 30.3(Kv^2/g)^{2.5}, & 0 < K \le 7.7/v^2, \\ 11.5(Kv^2/g)^{-2.5}, & 7.7/v^2 < K < 69.4/v^2, \\ 1, & K < 69.4/v^2. \end{cases}$$

Здесь

$$K = k[\cos^2\chi_s + \cos^2\chi_i - 2\cos\chi_s\cos\chi_i\cos(\varphi_s - \varphi_i)]^{0.5},$$

$$\Phi = \mathrm{arctg}[(\cos\chi_s\sin\varphi_s - \cos\chi_i\sin\varphi_i)/(\cos\chi_s\cos\varphi_s - \cos\chi_i\cos\varphi_i)],$$

$\Gamma(\beta)$ – гамма-функция, $g = 9.81$ м/с^2, v – скорость ветра в м/с, k – волновое число звука.

Первый член в правой части выражения (2) описывает процесс зеркального переизлучения низкочастотного некогерентного звука с коэффициентом когерентного отражения $V(\chi_s)$, который при малом параметре Рэлея равен [4]:

$$V(\chi_s) = \left[1 - \frac{(0.0097P_0^{1.5} - 0.013P_0^{0.5} + 0.002)\sin\chi_s}{1 - 3.12P_0\sin^2\chi_s}\right],$$

где $P_0 = 2k\sigma$, σ – среднеквадратичная высота морского волнения. Второй член в правой части (2) описывает суммарный вклад в интенсивность некогерентного поля всех лучей, захваченных каналом и рассеянных в точке r из всех возможных направлений k_i в направление k_s ("источник–приемник"). Последний член в правой части (2) порожден ослабленным когерентным полем [6] на расстоянии r, большем длины цикла луча, вышедшего из источника под соответствующим углом $\chi_и$:

$$\varepsilon(r, \chi_s, \varphi_s) = \frac{Wn^2}{\pi r}\times \int_{\chi_и}^{\chi_{max}}\int_0^{2\pi}\frac{V^{2r/D(\chi_i)}}{D(\chi_i)\sqrt{1 - n^2\cos^2\chi_i}\sin\chi_s}\times m_s(k_i, k_s)\cos\chi_i d\chi_i d\varphi_i.$$

Здесь W – мощность, излучаемая ненаправленным источником $n = c_0/c_и$, где c_0 – скорость звука на поверхности, $c_и$ – скорость звука на глубине источника.

Подобная запись этого члена интегрального уравнения (функции эквивалентного источника) оправдана только в том случае, если на расстояниях от точки излучения, сравнимых с длиной максимального цикла, интенсивность полного поля практически полностью определяется интенсивностью его когерентной компоненты.

Представив левую часть уравнения (2) в виде ряда Тейлора по r и ограничившись двумя первыми членами разложения (поскольку изменение лучевой интенсивности на длине цикла луча считается малым), получим уравнение переноса в виде, удобном для дальнейшего численного решения:

$$\frac{\Delta J(r, \chi_s, \varphi_s)}{\Delta r} = \frac{1 - V^2(\chi_s)}{D(\chi_s)}J(r, \chi_s, \varphi_s) + \frac{1}{D(\chi_s)}\int_{\chi_0}^{\chi_{max}}\int_0^{2\pi}\frac{J(r, \chi_s, \varphi_s)m_s(k_i, k_s)}{\sin\chi_s}\times \cos\chi_i d\chi_i d\varphi_s + \varepsilon(r, \chi_s, \varphi_s). \quad (3)$$

Величина $\Delta J(r, \chi_s, \varphi_s)/\Delta r$ не содержит информации об интерференционной структуре распространяющегося в канале звукового поля и имеет смысл погонной плотности лучевой интенсивности. Правая часть (3), умноженная на интервал Δr, определяет приращение лучевой интенсивности на этом интервале. Величина отрезка Δr должна быть, с одной стороны, много больше радиуса корреляции резонансных неровностей, с другой – много меньше расстояния, на котором существенно меняется величина некогерентного поля, распространяющегося в канале.

Получив решение уравнения (3) для $J(r, \chi_s, \varphi_s)$ на глубине $z = 0$, можно легко найти лучевую интенсивность на любой глубине:

$$J(r, \chi_s, \varphi_s, z) = \frac{c_0^2(z_0)}{c^2(z)}J(r, \chi_s, \varphi_s). \quad (4)$$

Основываясь на вышеописанных соотношениях, а также учтя поглощение звука при распространении, нами были разработаны алгоритмы и создана программа численного расчета на ЭВМ частотных спектров некогерентной компоненты звукового поля, интенсивностей некогерентной и когерентной компонент полного поля и параметра когерентности. Все эти энергетические характеристики определяются как функции расстояния между корреспондирующими точками при разной глубине приемника и источника звука. Программа учитывала изменение профиля скорости звука и переменную по направлению и величине скорость ветра на различных участках трассы "источник–приемник".

Необходимо заметить, что поскольку предлагаемый численный способ расчета энергетических характеристик звукового поля основан на математической трактовке явления с достаточно большим количеством допущений, то единственная возможность установления адекватности подобной модели – сравнение с экспериментом.

В нашем распоряжении имелись результаты двух тщательно выполненных морских экспериментов. В первом из них измерение многократно переизлученного поверхностью тонального сигна-

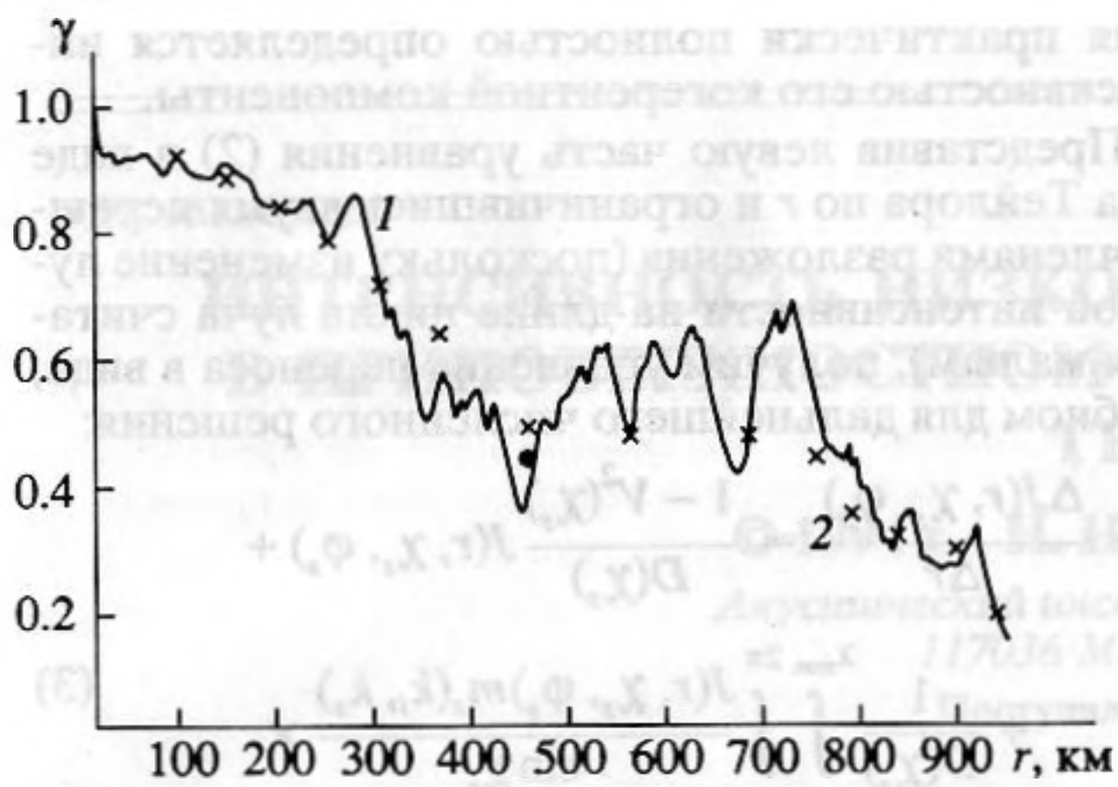

Рис. 1. Зависимости параметра когерентности от длины трассы "источник–приемник". Параметр Рэлея ≤0.6. *1* – эксперимент, *2* – расчет на ЭВМ.

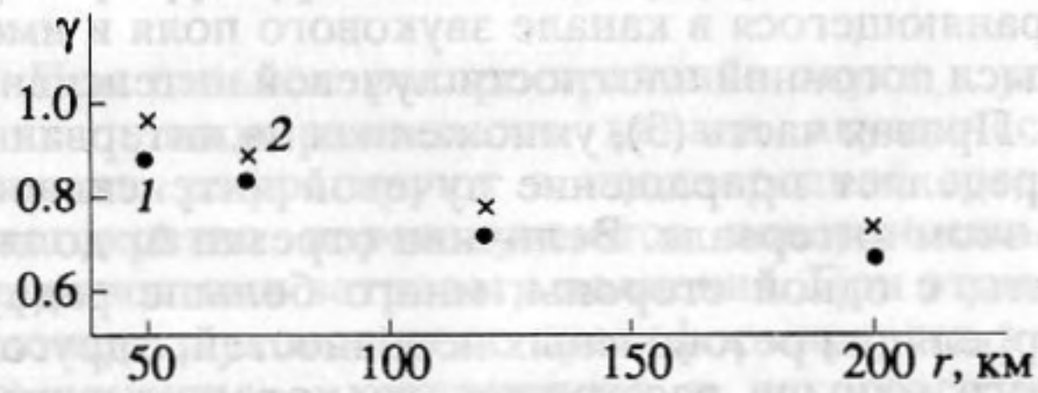

Рис. 2. Зависимости параметра когерентности от длины трассы "источник–приемник". Параметр Рэлея ≤0.5. *1* – эксперимент, *2* – расчет на ЭВМ.

ла осуществлялось при непрерывной буксировке излучателя по трассе протяженностью 1000 км. Глубина излучателя составляла около 50 м. Прием сигналов осуществлялся направленной антенной, находящейся на шельфе. Параметр Рэлея неровностей волнения на всей трассе не превышал 0.6. В ходе эксперимента фиксировались скорость и направление ветра относительно направления трассы "источник–приемник", распределение скорости звука по глубине вдоль трассы. Обработка полученных данных выполнена В.Я. Фаизовым, которым были, в частности, получены значения параметра когерентности принятого звукового поля. Эти экспериментальные зависимости параметра когерентности γ от длины трассы r и соответствующие численные оценки изображены на рис. 1. Величина $\gamma = I_K/I + I_K$, где интенсивность когерентного поля I_K можно вычислить, воспользовавшись соотношениями, приведенными в [6], а интенсивность некогерентной компоненты I определяется по формулам (3), (4) и (1).

На рис. 2 представлены результаты нашего расчета и оценки величины $\gamma(r)$, экспериментально полученные С.Д. Чупровым и В.И. Неклюдовым в Средиземном море с помощью ненаправленных источника и приемника звука, находящихся на судах, лежащих в дрейфе на расстояниях до 200 км друг от друга. Параметр Рэлея в этом случае не превышал 0.5.

Несмотря на вполне удовлетворительное согласие результатов расчета и этих двух экспериментов, говорить об адекватности предлагаемой модели в широком классе экспериментальных условий было бы преждевременным. Необходимо проверить работоспособность предлагаемых алгоритмов, сравнив результаты численных расчетов с экспериментальными данными, полученными в различных гидрометеорологических условиях. В случае подтверждения состоятельности этой математической модели появляется возможность прогноза уровней и спектров интенсивности некогерентного поля, являющегося помехой, на фоне которой обрабатываются когерентные сигналы, применяемые при мониторинге океана в условиях приповерхностного канала.

Авторы выражают искреннюю признательность Ю.С. Рожкову за постановку задачи и плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Курьянов Б.Ф., Клячин Б.И.* Применение теории переноса излучения к задачам распространения шумов океана. – В кн.: Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 16 - 30.
2. *Белоусов А.В., Лысанов Ю.П.* О законе спадания некогерентного поля в океане со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 814 - 820.
3. *Воронович А.Г.* Приближение некоррелированных отражений в задаче о распространении звука в волноводе со статистически неровной границей // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 19 - 30.
4. *Козин А.Б., Чупров С.Д.* Об ослаблении когерентного поля при отражении от взволнованной поверхности океана в случае малых неровностей // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 3. С. 411 - 417.
5. *Галыбин Н.Н., Самохин В.А.* Индикатриса рассеяния звука поверхностью океана // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 438 - 444.
6. *Бреховских Л.М.* Элементы теории звукового поля в океане. - В кн.: Акустика океана / Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1974. С. 143 - 154.

Intensity of a Low-Frequency Sound Field in a Subsurface Channel with a Rough Upper Boundary

N. N. Galybin and V. A. Samokhin

On the basis of the radiation transport equation, we developed algorithms and computer programs for calculating the incoherent intensity component of a low-frequency sound field propagating in a subsurface channel with a rough upper boundary. Experimental and numerical estimates of the coherence parameter along a 1000-km source–receiver path are given.