

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.463

© 1990 г.

А. В. Белоусов, Ю. П. Лысанов

ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ НА ВОЛНОВОДНОЕ  
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

В работе [1] развит метод расчета некогерентной компоненты многократно рассеянного акустического поля в приповерхностном канале в океане со слабым волнением на поверхности, моделируемым малыми мелкомасштабными неровностями с гауссовым коэффициентом корреляции. Такое описание ветрового волнения является в значительной степени приближенным. В настоящей работе использован эмпирический спектр Пирсона – Московитца, наиболее адекватно характеризующий реальное ветровое волнение. Это дает основание для сопоставления результатов расчета рассеянного акустического поля с экспериментальными данными.

В случае полностью развитого изотропного ветрового волнения на поверхности, описываемым частотным спектром Пирсона – Московитца [2], коэффициент рассеяния  $m_s$  при малых значениях параметра Рэля  $P$  имеет вид [3]

$$m_s(\chi_0, \varphi_0; \chi, \varphi) = 2,58 \cdot 10^{-3} (k/\kappa)^4 \sin^2 \chi_0 \sin^2 \chi \exp[-(\kappa_0/\kappa)^2], \quad (1)$$

где  $\kappa = 0,86 g/v^2$ ,  $v$  – скорость ветра,  $g$  – ускорение свободного падения,  $k$  – волновое число  $\kappa^2 = k^2 (\cos^2 \chi_0 + \cos^2 \chi - 2 \cos \chi_0 \cos \chi \cos(\varphi - \varphi_0))$ ,  $\chi_0, \varphi_0$  и  $\chi, \varphi$  – углы, характеризующие направления распространения падающей и рассеянной волн. Поскольку максимумы коэффициента рассеяния, определяемые выражением (1), находятся в плоскости  $\varphi = \varphi_0$ , дальнейший анализ проведем для этого конкретного случая.

При исследовании распространения звука в приповерхностном звуковом канале прежде всего целесообразно определить соотношение между величиной  $\chi_c^{(\pm)}$  – отклонением максимумов индикатрисы рассеяния от направления зеркального отражения, и величиной предельного угла скольжения  $\chi_k$ . Если значение  $\chi_c^{(-)}$  таково, что

$$\chi_c^{(-)} + \chi_0 < \chi_k, \quad (2)$$

то лучи, соответствующие максимуму коэффициента рассеяния (1), будут удерживаться в канале. Поскольку углы скольжения лучей, захватываемых каналом, очень малы, то ограничимся случаем  $\chi_c^{(\pm)} \ll 1$ . Сделаем некоторые численные оценки. Пусть  $\chi_c^{(-)} \text{ctg } \chi_0/2 \ll 1$ , тогда, следуя работе [3], имеем

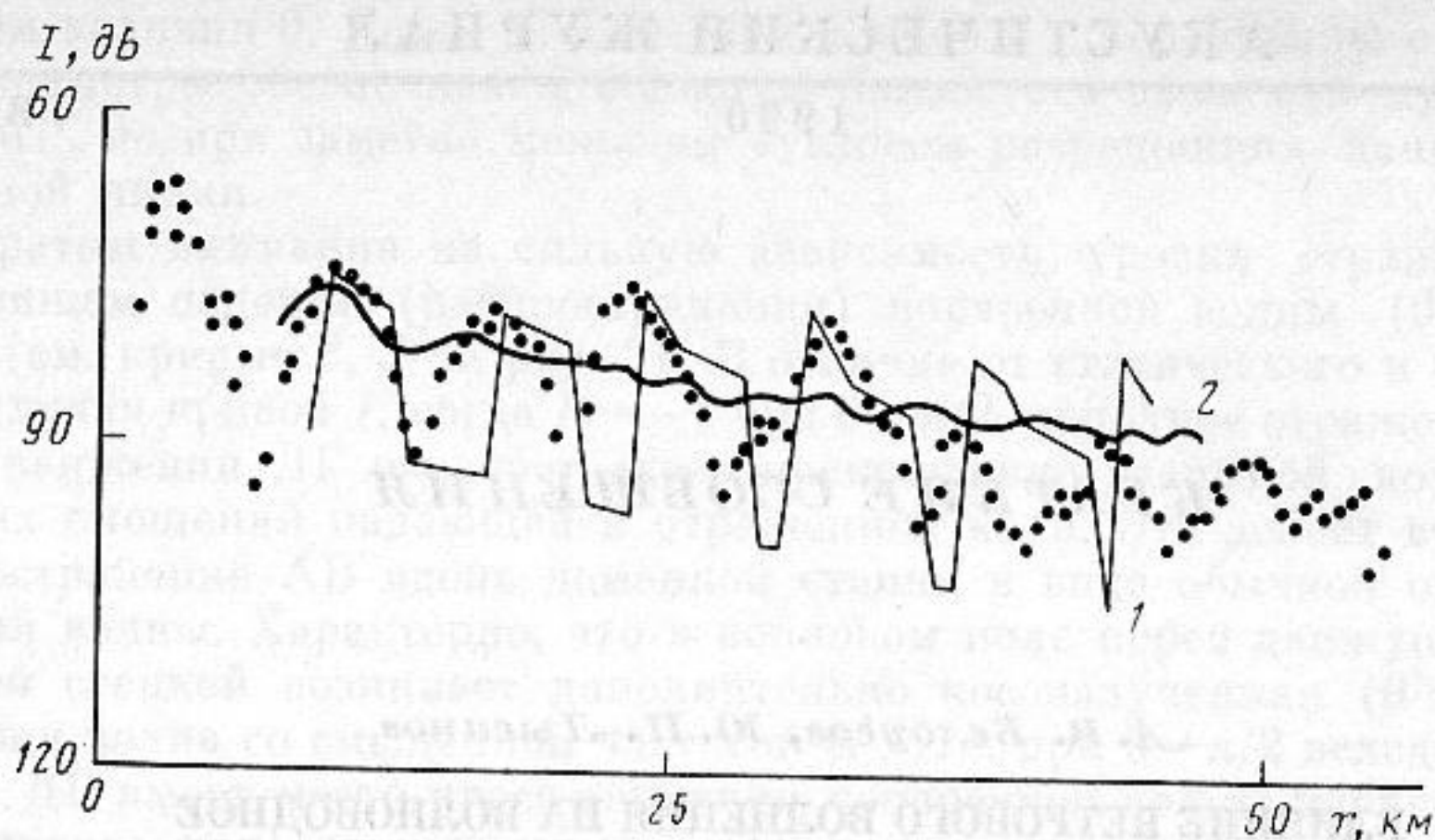
$$\chi_c^{(-)} = 6,32 \cdot 10^{-2} / P. \quad (3)$$

Коэффициент рассеяния  $m_s$  в форме (1) вычислен в рамках метода малых возмущений и справедлив при  $P^2 \ll 1$ . Полагая для оценок  $P \approx 0,5$ , находим, что  $\chi_c^{(-)} \approx 7^\circ$  и, следовательно, согласно (2), значение  $\chi_k$  должно превышать  $7^\circ$ . Ниже приведены значения предельных углов скольжения в зависимости от глубины «линейного» канала с относительным градиентом скорости звука  $a = 1,2 \cdot 10^{-5}$  1/м.

$\chi_k^0$	2,80	3,43	3,96	4,43	4,85	8,83	15,14	19,37
$h, \text{ м}$	100	150	200	250	300	1000	3000	5000

Как видно из таблицы, для основного максимума в приповерхностном канале глубиной несколько сот метров  $\chi_c^{(-)} > \chi_k$  и, следовательно, основная часть рассеянной энергии будет уноситься из канала ликвиджами. Что касается второго максимума  $\chi_c^{(+)}$ , то он соответствует неоднородному спектру, поскольку  $\chi_c^{(+)} > \chi_k$ .

Если же  $\chi_c^{(-)} \text{ctg } \chi_0/2 \gg 1$ , то для захвата каналом звуковых волн, соответствующих единственному в данном случае максимуму  $m_s$ , необходимо выполнение условия [3]  $\chi_k^2 > 0,3 \text{tg } \chi_0$ . Так, если  $\chi_0 = 1^\circ$ , то  $\chi_k > 4^\circ$ , а если  $\chi_0 = 3^\circ$ , то  $\chi_k > 7^\circ$ .



Зависимость интенсивности полного поля от расстояния

Как видно из приведенных оценок, в результате многократных контактов звуковых волн с неровной поверхностью океана основная часть рассеянной энергии будет покидать приповерхностный канал. Что касается некогерентной энергии, захватываемой каналом, то будет наблюдаться ее концентрация внутри лучевых трубок, образованных лучами, углы скольжения которых близки к  $\chi_{\text{пр}}$ . Особо ярко этот эффект будет выражен в случае «тонкого» (глубиной до 1 км) приповерхностного канала, когда значение предельного угла скольжения не превышает нескольких градусов. Ввиду малости параметра Рэля часть энергии, захватываемой приповерхностным каналом при однократном акте рассеяния, оказывается малой. В этом случае, согласно [1], даже при достаточно большом удалении от источника звука эффект накопления некогерентной энергии в канале вследствие многократного рассеяния будет выражен слабо. В силу этого ограничимся приближением однократного рассеяния. Тогда лучевая интенсивность некогерентной компоненты поля точечного ненаправленного монохроматического источника  $I^{(1)}(r, \chi)$  будет удовлетворять уравнению [1]:

$$\frac{\partial I^{(1)}(r, \chi)}{\partial r} = -\beta_k I^{(1)}(r, \chi) + E(r, \chi), \quad (4)$$

где  $\beta_k$  — коэффициент когерентного затухания,  $E(r, \chi)$  — функция эквивалентного источника для «линейного» приповерхностного канала имеет вид

$$E(r, \chi) = \frac{4I_0 n_0}{r \sin \chi} \int_{\chi_k}^{\chi_n} \frac{m_s(\chi_0, \chi) \cos \chi_0 \exp(-\beta_k r)}{D(\chi_0) (1 - n_0^2 \cos^2 \chi_0)^{1/2}} d\chi_0, \quad (5)$$

где  $I_0$  — интенсивность звука на единичном расстоянии от источника звука;  $D(\chi)$  — длина цикла луча с углом скольжения  $\chi$  у поверхности  $z=0$ ;  $\chi_k$  и  $\chi_n$  — углы скольжения у поверхности лучей, заворачивающих соответственно на нижней границе канала  $z=h$  и на горизонте излучателя  $z=z_1$ ;  $n_0 = c(z_1)/c(0)$ ,  $c(z)$  — скорость звука. В случае слабого крупномасштабного волнения при скользком падении звука ( $P \ll 1$ ,  $kr_0 \gg 1$ ,  $kr_0 \sin^2 \chi_0 \ll 1$ , где  $r_0$  — пространственный радиус корреляции неровностей):

$$\beta_k = 1,1 \cdot 10^{-4} a k^{3/2} v^3. \quad (6)$$

Поскольку  $\beta_k$  не зависит от угловой переменной, то выражение (5) можно представить в виде  $E(r, \chi) = r^{-1} \exp(-\beta_k r) E(\chi)$ , откуда решение уравнения (5) с начальным условием [1]

$$I^{(1)}(r, \chi) |_{r=D(\chi)+L} = F(L, \chi), \quad (7)$$

где

$$F(L, \chi) = I_0 m_s(\chi_0, \chi) \cos \chi_1 / \left( L \left| \frac{\partial L}{\partial \chi_1} \right| \sin \chi_0 \sin \chi \right),$$

$\chi_1$  — угол выхода из источника луча, проходящего по горизонтали расстояние  $L$  до контакта с поверхностью,  $\chi_0$  — угол скольжения этого луча у поверхности  $z=0$ , будет

$$I^{(1)}(r, \chi) = \left\{ F(L, \chi) \exp[\beta_k (D(\chi) + L)] \left[ \frac{E(\chi)}{D(\chi)} \right] \ln \frac{r}{D(\chi) + L} \right\} \exp(-\beta_k r). \quad (8)$$

На рисунке приведено сопоставление результатов расчета интенсивности полного поля (кривая 1) с использованием формулы (8) и известного выражения для

интенсивности когерентной компоненты [4] с экспериментальными данными (точки) [5]. При расчетах использовался коэффициент рассеяния  $m_s$ , взятый в форме (1) при  $\varphi = \varphi_0$ . Эксперимент проводился в условиях «линейного» приповерхностного канала глубиной  $h \approx 88$  м и относительным градиентом скорости звука  $a = 1,27 \cdot 10^{-5}$  1/м. В качестве источника звука использовался ненаправленный монохроматический излучатель, погруженный на глубину  $z_1 \approx 17$  м. Экспериментальные данные соответствуют частоте 1030 Гц и глубине приема 71 м. Скорость ветра изменялась в интервале от 2 до 4 м/с. На рисунке приведена также кривая 2, полученная в [5] на основе модели, учитывающей рассеяние как на неровностях поверхности, так и на внутренних волнах. При этом взволнованная поверхность аппроксимировалась пилообразными неровностями. Кривая 2 удовлетворительно описывает лишь средний уровень полного поля.

Отсюда следует, что при интерпретации экспериментальных данных именно значение формы реальной индикатрисы рассеяния имеет первостепенное значение.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белоусов А. В., Лысанов Ю. П. О законе спада некогогерентного поля в океане со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 814–820.
2. Pierson W. J., Moskowitz L. A proposed spectral form for fully-developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodsky // J. Geophys. Res. 1964. V. 69. № 24. P. 5181–5190.
3. Белоусов А. В., Копыл Е. А., Лысанов Ю. П. Об индикатрисе рассеяния низкочастотного звука поверхностью океана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 223–228.
4. Бреховский Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
5. Wilson H. L., Tappert F. D. Acoustic propagation in random oceans using the radiation transport equation // J. Acoust. Soc. Amer. V. 66. № 1. P. 256–274.

Акустический институт  
им. Н. Н. Андреева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
25.07.89

УДК 534.231.1

© 1990 г.

*Е. Л. Бородина, Ю. В. Петухов*

#### ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОЛЬЦЕВАЯ АНТЕННА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В работах [1–5] достаточно подробно изучались направленные свойства протяженной горизонтальной линейной антенны в водном слое в акустическом поле тонального [1, 2], узкополосного шумового [3] и широкополосного шумового [4, 5] сигнала. Один из важнейших результатов этих исследований состоит в том, что с использованием горизонтальной линейной антенны апертуры  $L$ , заполненной элементами с одинаковой чувствительностью и сравнимой или превышающей по величине минимальный период интерференции поля в волноводе, однозначное определение направления на источник при варьировании угла компенсации  $\beta$  возможно лишь при значении угла поворота антенны  $\alpha$  в горизонтальной плоскости по отношению к направлению на источник, равном  $\alpha = \beta = 0$  (см. [1]). Это обстоятельство можно рассматривать как существенный недостаток в работе такой антенны, обусловленный появлением дополнительных максимумов в функции отклика антенны  $B(\alpha, \beta)$  при углах  $\beta = \arcsin(k_m \sin \alpha / k)$  вследствие существования мод различных номеров  $m = [1, M]$  с волновыми числами  $k_m$ ; здесь  $M = \max\{m\}$ ,  $k$  – волновое число плоской волны в свободном пространстве.

В настоящем сообщении показано, что отмеченный недостаток в определении направления на источник отсутствует у кольцевой антенны, как впрочем и у всякой антенны, симметричной в горизонтальной плоскости.

Направленные свойства антенны в волноводе будем, так же как и в [1–5], характеризовать ее откликом

$$B(\alpha, \beta) = J(\alpha, \beta) / \max\{J(\alpha, \beta)\}, \quad (1)$$

определяемым как нормированная по максимуму интенсивность  $J(\alpha, \beta) = |u(\alpha, \beta)|^2$  сигнала  $u(\alpha, \beta)$  на выходе антенны при определенных горизонтальном расстоянии  $r_0$  до центра антенны, глубинах ее погружения  $z$  и источника  $z_0$ , частоте излучения  $\omega$ . В рассматриваемом случае кольцевой антенны радиуса  $R$  имеем

$$u(\alpha, \beta) = \int_0^{2\pi} p[r(\varphi), z, z_0, \omega] \exp\{ikR \sin(\beta + \varphi)\} d\varphi, \quad (2)$$