АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 6

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.24

УГЛОВАЯ СТРУКТУРА РАССЕЯННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ВОЛНОВОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ОКЕАНЕ СО СЛАБЫМ ВОЛНЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ [1]

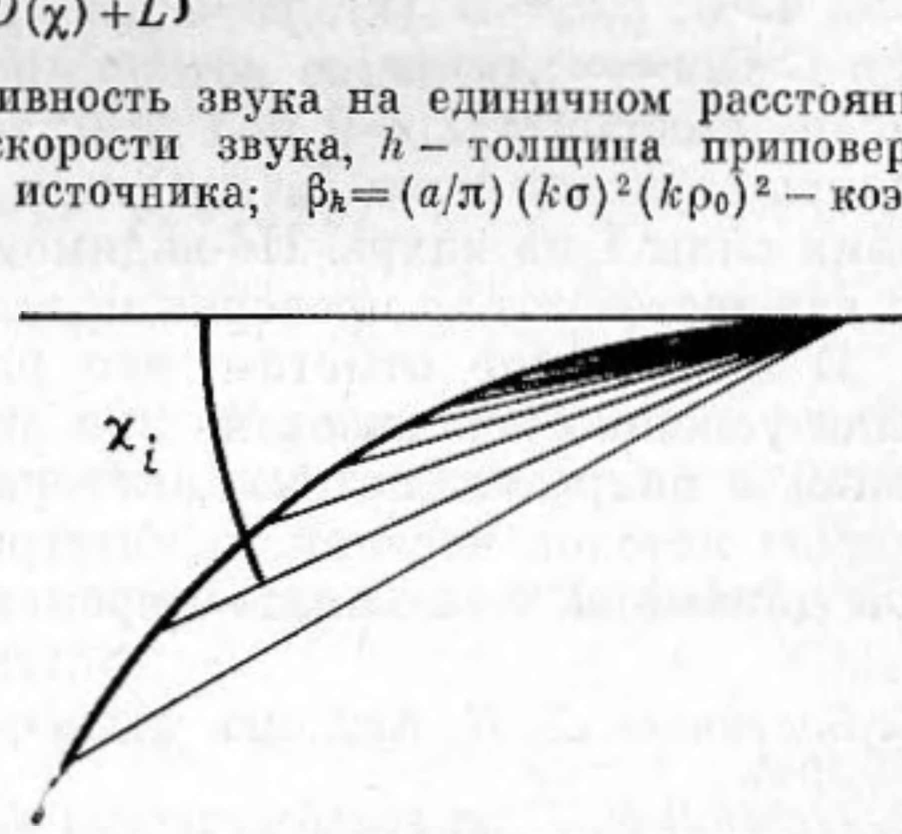
Белоусов А. В., Лысанов Ю. П.

Следуя работе [1], рассмотрим приповерхностный звуковой канал со слабым волнением на поверхности в виде малых случайных неровностей (параметр Рэлея мал по сравнению с единицей) с нулевым средним значением и гауссовым коэффициентом корреляции. В приближении однократного рассеяния лучевая интенсивность некогерентного поля $J(r, \chi)$ в точке r по лучу с углом скольжения χ у поверхности определяется выражением [1]

$$J(r,\chi)=\beta_k\left\{f(r,\chi)+\frac{A\sin\chi}{D(\chi)}\ln\frac{r}{D(\chi)+L}\right\}\exp[-\beta_k(r-D(\chi))],$$

где $A=4I_0[2a(h-z_1)]^{1/2}/(1+az_1)$, I_0 – интенсивность звука на единичном расстоянии от источника, a – относительный градиент скорости звука, h – толщина приповерхностного канала, z_1 – глубина погружения источника; $\beta_k=(a/\pi)(k\sigma)^2(k\rho_0)^2$ – коэффициент когерентного затухания [2], k – волновое число звука, σ – среднеквадратичное смещение поверхности от ее среднего уровня, ρ_0 – пространственный радиус корреляции неровностей; $D(\chi)$ – длина цикла луча с углом скольжения χ у поверхности; $L=\{r/D(\chi)\}D(\chi)$, где $\{\mu\}$ обозначает дробную часть числа μ; $f(r,\chi)$ – периодическая по r функция с периодом $D(\chi)$ такая, что

$$f(r,\chi)=$$
$$=A\sin\chi\left[B(\chi_1)+B(\chi_2)\exp(-\beta_kD(\chi))+\right.$$
$$\left.+\frac{\exp(-\beta_kL)}{D(\chi)}E_1(2\beta_k(2D(\chi)-L))\right],$$



Угловая структура рассеянной компоненты в вертикальной плоскости

углы χ_1 и χ_2 – решения уравнений $L(\chi_1)=L$ и $L(\chi_2)=D(\chi)-L$, где $L(\chi)$ – расстояние, проходимое лучом по горизонтали от источника до поверхности, $E_1(\chi)$ – интегральная показательная функция, а функция $B(\chi)$ описывает вклад когерентных лучей в некогерентное поле при первом акте рассеяния в зависимости от угла выхода из источника. $B(\chi)$ в виде графика приведена в [1]. В работе [3] проанализирована зависимость лучевой интенсивности некогерентного поля от расстояния вдоль трассы распространения. Показано, что наблюдается картина чередующихся резких максимумов и минимумов (перепад значений – 50–55 дБ). При этом максимумы находятся в точках, удовлетворяющих условию $r=ND(\chi)$, где N – целое положительное число.

Аналогичная закономерность будет наблюдаться и в угловой зависимости J от угла скольжения χ. Поскольку угловой размер максимумов мал, а перепад в уровнях максимумов и минимумов велик, то на фигуре угловой спектр некогерентного поля представлен в виде набора дискретных линий, концы которых лежат на огибающей $\sin\chi$. Нетрудно оценить угловое расстояние между двумя последовательными максимумами. Условие i-го максимума можно записать в виде

$$r=N_iD(\chi_i). \tag{1}$$

Приравняв правые части (1) для i-го и $(i+1)$-го максимумов, имеем $N_iD(\chi_i)=$

[1] По материалам доклада на второй конференции по акустическому зондированию океана. Наманган, 21–27 сентября 1987 г.

$=N_{i+1}D(\chi_{i+1})$. Поскольку $N_{i+1}=N_i+1$, то

$$N_i=\frac{D(\chi_{i+1})}{D(\chi_i)-D(\chi_{i+1})}. \tag{2}$$

Пусть $\Delta\chi_i=\chi_i-\chi_{i+1}$, тогда из (2) находим, что

$$\Delta\chi_i=\frac{D(\chi_i)}{(N_i+1)\left.\frac{\partial D(\chi)}{\partial\chi}\right|_{\chi=\chi_i}}.$$

Для приповерхностного канала с постоянным градиентом скорости звука $D(\chi)=2\,\mathrm{tg}\,\chi/a$, следовательно, $\Delta\chi_i=\sin 2\chi_i/2(N_i+1)$ или, учитывая малость углов скольжения лучей, захватываемых каналом $\Delta\chi_i=\chi_i/N_i+1$.

Ниже приведены характерные максимальные значения $\Delta\chi_i$ в зависимости от толщины приповерхностного канала h и расстояния от источника:

h, км	χ_i, град	N_i	r, км	$\Delta\chi_i$, град
0,1	2,8	5	40	0,26
0,2	4	9	100	0,41
3	15	6	270	2,16

Так, например, для канала глубиной 100 м угол скольжения предельного луча равен 2,8°. Если отойдем от источника на расстояние 5 длин циклов этого луча, что составит 40 км, то максимальное угловое расхождение $\Delta\chi$ будет равно 0,46°. Как видно, угловые расхождения очень малы и для их обнаружения необходимы приемные устройства с высокой степенью разрешимости. В противном случае, сумев выделить из принятого сигнала рассеянную компоненту, что само по себе является не простой задачей, экспериментально будет измеряться лишь его огибающая, повторяющая угловую зависимость индикатрисы однократного рассеяния, нормированную на $\sin\chi$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Белоусов А. В., Лысанов Ю. П.* О законе спадения некогерентного поля в океане со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 814–820.
2. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
3. *Белоусов А. В.* Распространение звука в приповерхностном канале с малыми мелкомасштабными неровностями // Судостроительная промышленность. Сер. Акустика. 1987. № 2. С. 9–13.

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

Поступило в редакцию
19.I.1988

УДК 534.26

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВОЛНОВЫЕ ФИЛЬТРУЮЩИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ СРЕД

Вишневский А.В., Романов В.Н.

Для решения задач об ослаблении случайных полей давления многослойными средами необходимо знать передаточную функцию $\Phi(\lambda_1;\ \lambda_2;\ \omega)$, которая определяет трансформацию компонент пространственно-временного спектра и рассчитывается как отношение нормального к границе раздела с жидкостью напряжения σ_{zz} на расстоянии H от границы к аналогичной величине на самой границе [1, 4]. Пусть упругие напряжения (содержащие напряжения, обусловленные реакцией жидкости) возникают при воздействии на границу системы слоев распределенной нормальной силы вида $\exp(ik_0\lambda_1x+ik_0\lambda_2y)$, где λ_1 и λ_2 – проекции волнового вектора на оси x и y соответственно, нормированные на волновое число в жидкости k_0.

В работе [1] было получено выражение для функции $\Phi(\lambda_1;\ \lambda_2;\ \omega)$ применительно к полубесконечному пространству и бесконечной изгибно-колеблющейся пластине.

Поскольку реальные конструкции, подверженные воздействию случайных полей давления, могут более точно моделироваться слоистой средой, то определим передаточную функцию для произвольного числа плоскопараллельных слоев.

Отметим, что задача о прохождении плоской звуковой волны через слоистую среду решена, например, в работах [2, 3]. В отличие от этих работ рассматриваемая задача состоит в определении передаточной функции по упругим напряжениям от