АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 6

УДК 551.463.21

РАСЧЕТ НАПРАВЛЕННОСТИ ШУМОВ В МЕЛКОМ МОРЕ ©

Кузнецова Е. П.

Рассчитывается угловая направленность высокочастотных шумов, создаваемых поверхностными источниками в мелком море. При распространении шума учитывается рассеяние на взволнованной поверхности океана и отражения от дна. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментом.

Исследование шумовых полей в океане является важной задачей гидроакустики. С одной стороны шумы содержат информацию о среде, в которой они распространяются. С другой стороны, характеристики шумовых полей необходимо знать при решении задач о распространении звуковых сигналов от детерминированных источников. Заметим также, что в последнее время появилось большое количество экспериментальных работ, содержащих натурные измерения шумовых полей. Так, в [1] представлены измерения характеристик шумов в мелководном районе океана и, кроме того, предложена теоретическая модель, на качественном уровне описывающая угловую направленность измеренного шумового поля. Предложенная модель учитывает только затухание в дне и основывается на представлении шумовых источников в виде монополей. Отметим, однако, что по современным представлениям более адекватной считается аппроксимация шумовых источников диполями [2, 3]. Кроме того, как показано в [3, 4], важную роль при распространении шумов в реальном океане играет рассеяние звука на неоднородностях среды (в данном случае — неровной поверхности океана).

Настоящая работа посвящена интерпретации экспериментальных данных по высокочастотным шумам, приведенных в [1], с учетом как затухания в дне и поглощения в воде, так и рассеяния на взволнованной поверхности океана. В основе модели лежит подход, предложенный в работе [4] для описания шумов в приповерхностном волноводе и основанный на разложении звукового поля по плоским волнам.

Предположим для простоты, что скорость звука в рассматриваемой акватории постоянна и не зависит от координат (эта гипотеза вполне соответствует условиям эксперимента [1]). Дно океана считаем ровным и расположенным ниже горизонта $z=-H_g$ (ось z направлена вверх). В условиях [1] дно было песчаным, так что коэффициент отражения плоских волн от него $V_g(\varkappa)$ хорошо аппроксимируется формулой Френеля (здесь $\varkappa$ — горизонтальная компонента волнового вектора звуковой волны с волновым числом k, а вертикальная компонента вычисляется по формуле $\nu=\sqrt{k^2-\varkappa^2}$). Верхняя граница океана взволнована и характеризуется статически однородными по горизонтали пологими крупномасштабными неровностями. В этом случае для описания рассеяния звука на неровной поверхности можно пользоваться приближением Кирхгофа. Для описания процесса рассеяния понадобится средний коэффициент отражения $V(\varkappa)$, а также коэффициент рассеяния $\sigma(\varkappa, \varkappa_0)$ (о физическом смысле $V(\varkappa)$ и $\sigma(\varkappa, \varkappa_0)$ см. [4]).

Разложим теперь потенциал звукового поля шума $\psi(\mathbf{r}, z)$ в интеграл по плоским волнам: $\psi(\mathbf{r}, z)=\int a(\varkappa)\exp(i\varkappa\mathbf{r}-i\nu z)d\varkappa+\int b(\varkappa)\exp(i\varkappa\mathbf{r}+i\nu z)d\varkappa$, где $a(\varkappa)$ — амплитуды волн бегущих вверх, $b(\varkappa)$ — амплитуды волн бегущих вниз, $z=-H$ — горизонт наблюдения. Таким образом, океан можно условно разделить на два слоя — верхний $(-H, 0)$ и нижний $(-H_g, -H)$ — и ввести коэффициенты отражения от них, учитывающие отраже-

ния от границ и затухание звука в воде:

$$|v_{н}(\varkappa)|=\exp(-\beta L_{н}(\varkappa))\,|V_{g}(\varkappa)|,$$

$$|v_{в}(\varkappa)|=\exp(-\beta L_{в}(\varkappa))\,|V(\varkappa)|,$$

где β — коэффициент поглощения в воде, а $L_{в,н}$ — длины циклов лучей в верхнем и нижнем слоях соответственно.

Согласно [4], корреляционная функция звукового поля выражается через лучевую интенсивность. Лучевая интенсивность описывает интересующую направленность шумов. Обозначим полную лучевую интенсивность волн, бегущих вниз $I^{-}(\varkappa)$. Лучевая интенсивность волн, бегущих вверх, $I^{+}(\varkappa)$, связана с $I^{-}(\varkappa)$ соотношением: $I^{+}(\varkappa)=|v_{н}(\varkappa)|^{2}I^{-}(\varkappa)$. Для некогерентной компоненты лучевой интенсивности волн, бегущих вниз, которую обозначим $\Delta I(\varkappa)$, выполняется соотношением:

$$\Delta I(\varkappa)=I^{-}(\varkappa)-\frac{kQ(\varkappa)}{\nu(1-|v_{н}(\varkappa)v_{в}(\varkappa)|^{2})}, \tag{1}$$

где $Q(\varkappa)$ — функция направленности шумовых источников (заметим, что $I^{\pm}(\varkappa)$ и $\Delta I(\varkappa)$ нормированы на мощность шумовых источников, излучаемую с единицы поверхности океана).

Предположим, что радиус корреляции поверхностных неровностей много меньше характерной длины цикла луча (это предположение практически всегда выполняется в реальном океане). В этом случае для определения $\Delta I(\varkappa)$ можно использовать уравнение переноса лучевой интенсивности, полученное в [4]. Используя малоугловое приближение, являющееся следствием крупномасштабности и пологости неоднородностей поверхности океана, можно перейти от интегрального уравнения переноса лучевой интенсивности к дифференциальному уравнению диффузии. Полагаем, что шумовые источники, расположенные на поверхности океана, и неровности свободной границы статистически однородно распределены по горизонтали, а также изотропны в этой плоскости. В этом случае шумовое поле аксиально-симметрично и уравнение диффузии записывается в виде:

$$\frac{1-|v_{н}(\varkappa)|^{2}\exp(-2\beta L_{н}(\varkappa))}{|v_{н}(\varkappa)|^{2}}\Delta I(\varkappa)-\frac{1}{\varkappa}\frac{d}{d\varkappa}\varkappa q(\varkappa)\frac{d}{d\varkappa}\Delta I(\varkappa)=$$

$$=\frac{(\exp(-2\beta L_{в}(\varkappa))-|v_{в}(\varkappa)|^{2})k}{(1-|v_{в}(\varkappa)v_{н}(\varkappa)|^{2})\nu}Q(\varkappa)\exp(-2\beta L_{0}(\varkappa)), \tag{2}$$

где $L_{0}(\varkappa)$ — горизонтальное расстояние, проходимое лучем, вышедшим из источника, до горизонта наблюдения, $q(\varkappa)$ — коэффициент диффузии. Для изотропных неровностей $q=q_{xx}=q_{yy}$, где $q_{ij}={}^{1}/_{2}\int\sigma(\varkappa,\varkappa')(\varkappa'-\varkappa)_{i}(\varkappa'-\varkappa)_{j}d\varkappa'$. Здесь $i=x,y$; $j=x,y$ (x и y — горизонтальные координаты). Для гауссовского распределения неровностей в приближении Кирхгофа имеем $V(\varkappa)=\exp(-2\delta^{2}\nu^{2})$, $q(\varkappa)=2\nu^{2}\gamma^{2}$, где δ^{2} — среднеквадратичное значение возвышений поверхности, γ^{2} — среднеквадратичный наклон поверхности. В свою очередь $Q(\varkappa)=1-\varkappa^{2}/k^{2}$ описывает угловую направленность дипольных источников.

Уравнение (2) следует дополнить граничным условием

$$q(\varkappa)\frac{d}{d\varkappa}\Delta I(\varkappa)\,|_{\varkappa=k}=0, \tag{3а}$$

соответствующим отсутствию оттока энергии в неоднородные волны. В свою очередь при $\varkappa=0$ должно выполняться очевидное условие симметрии

$$\frac{d}{d\varkappa}\Delta I(\varkappa)\,|_{\varkappa=0}=0. \tag{3б}$$

Краевая задача (2), (3) решалась численно при помощи метода стрельбы и разностной схемы Рунге-Кутта четвертого порядка. Расчет производился при значениях параметров, соответствующих эксперименту в ра-

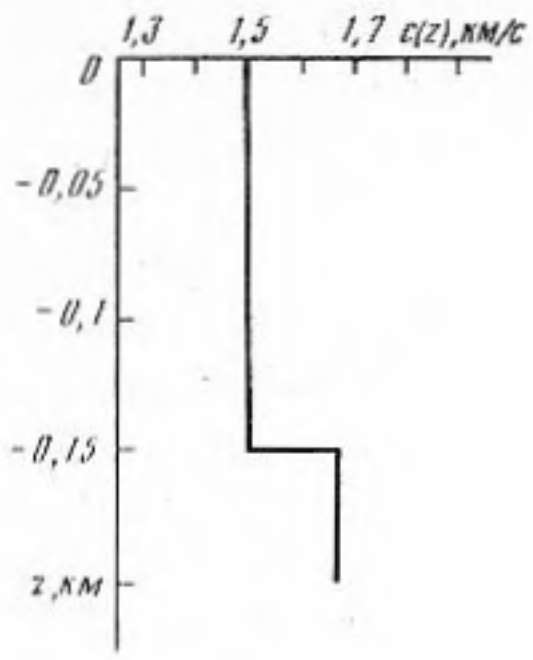

Рис. 1

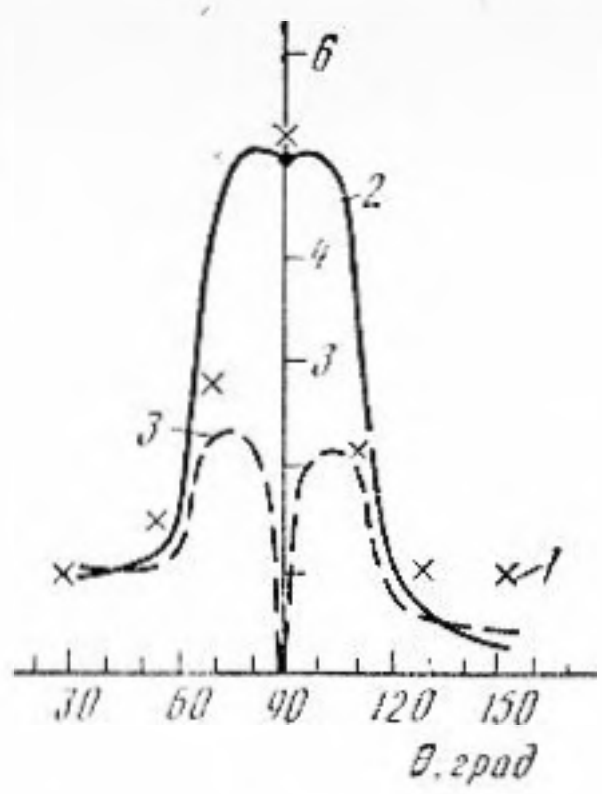

Рис. 2

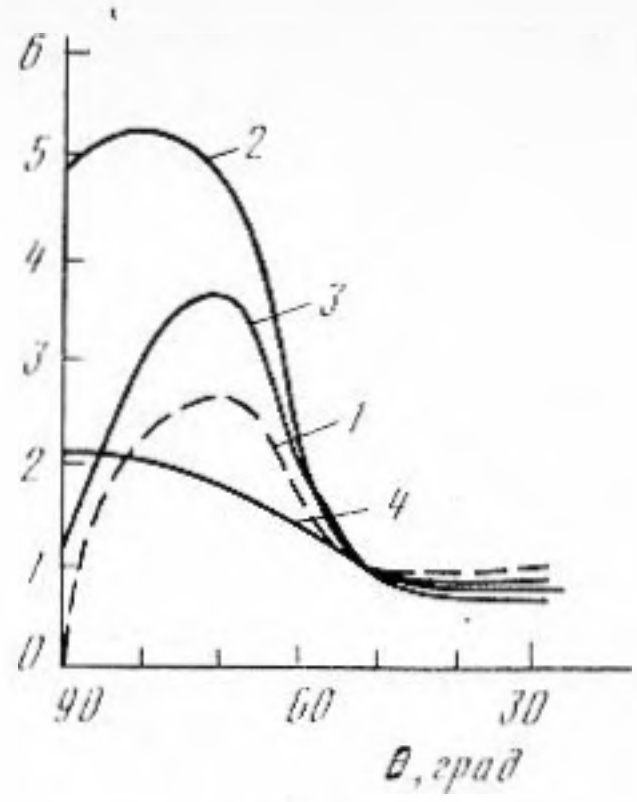

Рис. 3

Рис. 1. Зависимость скорости звука от глубины

Рис. 2. Зависимость полной нормированной лучевой интенсивности от угла падения: *1* – эксперимент [1], *2* – расчет с учетом рассеяния звука на взволнованной поверхности, *3* – расчет без учета рассеяния звука на взволнованной поверхности

Рис. 3. Зависимость полной лучевой интенсивности от угла падения для различных значений среднеквадратичного наклона возвышений поверхности: *1* – расчет без учета рассеяния звука на взволнованной поверхности, *2* – $\gamma^2=1\cdot10^{-3}$, *3* – $\gamma^2=1\cdot10^{-5}$, *4* – $\gamma^2=1\cdot10^{-2}$

боте [1]: частота шума $F=800$ Гц, $H=42$ м, полная толщина водного слоя $H_g=150$ м, зависимость скорости звука от глубины представлена на рис. 1. Из уравнения (2) видно, что параметрами, определяющими рассеяние шума на поверхности океана, являются среднеквадратичное значение возвышений поверхности и среднеквадратичный наклон поверхности. Рассчитаем эти величины по скорости ветра u, приведенной в [1], при помощи таблиц и полуэмпирических формул, приведенных в [5]. В итоге для $u=1{,}5$ м/с имеем $\delta^2=6{,}25\cdot10^{-2}$ м^2 и $\gamma^2=10^{-3}$. Песчаному дну соответствуют следующие значения параметров: $n=c_0/c=0{,}86$, $m=\rho/\rho_0=1{,}95$, где ρ, c и ρ_0, c_0 – плотность и скорость звука в грунте и в воде соответственно. Коэффициент затухания в дне для песчаных осадков $\alpha=1{,}5\cdot10^{-2}$ [5]. Коэффициент затухания в воде на данной частоте полагался $\beta=1{,}5\cdot10^{-3}$ км$^{-1}$ [5]. На рис. 2 представлена угловая зависимость полной лучевой интенсивности, рассчитанной согласно предложенной модели. Там же нанесены результаты эксперимента [1]. Для сравнения на рис. 2 изображена кривая направленности шумов, рассчитанная с учетом только отражения и затухания в дне (поверхность океана считалась невозмущенной). Из рис. 2 видно, что существует критический угол (при $\alpha=0$ он равен углу полного внутреннего отражения), при котором значение лучевой интенсивности резко падает и далее с увеличением угла скольжения лучевая интенсивность во всех случаях меняется слабо. Соответственно для удобства сравнения результатов направленность шумов нормировалась на уровень лучевой интенсивности волн бегущих вниз на «плато». Из приведенных результатов также следует, что оставаясь в рамках модели дипольных шумовых источников и ограничиваясь только отражением и затуханием в дне, экспериментальные данные объяснить нельзя. Учет же рассеяния на поверхности дает неплохое согласие с экспериментальными результатами. Отметим, что в рассматриваемом случае рассеяние модифицирует угловую направленность шума довольно неожиданным образом. Действительно, вместо естественного сглаживания интенсивности по углам учет рассеяния приводит к появлению заметного пика в области малых углов скольжения. Этот результат, казалось бы, противоречит интуиции, выработанной, в частности, в работе [3].

Чтобы разрешить возникшие противоречия, приведем на рис. 3 серию угловых зависимостей интенсивности шума при фиксированном значении параметра γ^2/δ^2 и меняющихся значениях параметра γ^2. Иными словами,

меняем ширину индикатрисы рассеяния, оставаясь в пределах выбранного приближения (крупномасштабные неровности). Видно, что при уширении индикатрисы ($\gamma^2=0{,}01$) угловая зависимость интенсивности шума сглаживается, «примиряя» наши результаты с общими представлениями о роли рассеяния и конкретно с результатами [3] (напомним, что в этой работе рассматривался случай широкой индикатрисы). Таким образом, механизм накачки энергии в скользящие углы принципиально связан с узостью индикатрисы рассеяния. Действительно, в этом случае вероятность рассеяния луча на большой угол мала, а обращение в нуль коэффициента диффузии при $\theta=\pi/2$ делает область скользящих углов практически замкнутой подсистемой. Затухание в этой подсистеме мало ($|V_g|\to 1$ при $\theta\to\pi/2$), так что время жизни луча определяется количеством циклов $N\sim(\pi/2-\theta_*)^2/\gamma^2$, которое пройдет звук до того момента, как начнет существенно затухать в дне, здесь θ_* — критический угол отражения на границе вода — песчаное дно. Наблюдаемый пик шумовой интенсивности рождается в конкуренции двух тенденций: с одной стороны, дипольные источники дают лишь малый вклад в энергию скользящих углов, так что накачка энергии в эту область происходит благодаря рассеянию и уменьшается по мере сужения индикатрисы рассеяния, с другой стороны, чем уже индикатриса рассеяния, тем больше время жизни луча. Из рис. 3 видно, что в эксперименте [1] условия соответствовали почти максимальной выраженности рассматриваемого эффекта.

Для контроля точности численного расчета использовалось то свойство краевой задачи (2), (3), что если проинтегрировать уравнение (2) по $\varkappa$, то дифференциальный член уравнения в силу граничных условий пропадает и остается проверить только интегральный баланс оставшихся двух членов уравнения. Численное интегрирование показало, что предложенная вычислительная схема решения уравнения (2) сохраняет интегральный баланс с точностью до 0,5%.

В заключение оценим линейный размер области, обеспечивающей требование горизонтальной статистической однородности шумовых источников. Звук, вышедший из источника, пройдет N циклов до полного затухания. Соответственно размер области горизонтальной статистической однородности определяется следующим образом:

$$L=\frac{2H_g}{\left(\frac{\pi}{2}-\theta_*\right)}\frac{\left(\frac{\pi}{2}-\theta_*\right)}{\gamma^2}=\frac{2H_g\left(\frac{\pi}{2}-\theta_*\right)}{\gamma^2}=150\ \text{км}.$$

Следовательно, шумовая энергия собирается в области радиусом $L=150$ км. Существование такой статистически однородной области представляется вполне возможным.

Автор благодарит А. Г. Вороновича за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Buckingham M. J., Jons S. A. S.* A new shallow ocean technique for determining the critical angle of the seabed from the vertical directionality of ambient noise in the water column // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. № 4. P. 938–941.
2. *Аредов А. А.* Характеристики анизотропии и пространственная корреляция поля шумов океана // Акуст. журн. 1983. Т. 34. № 1. С. 8–11.
3. *Курьянов Б. Ф., Клячин Б. И.* Применение теории переноса излучения к задачам распространения шумов океана // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984.
4. *Воронович А. Г.* Приближение некоррелированных отражений в задаче о рассеянии звука в волноводе со статистически неровной границей // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 19–31.
5. *Агеева Н. С., Андреева И. Б., Чупров С. Д., Швачко Р. Ф.* Океанологические характеристики, важные для акустики океана // Акустика океана. М.: Наука, 1974.

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

Поступила в редакцию
5.XII.1988