Том XXXIII 1987 Вып. 1

УДК 534:551.463.228

## ШУМОВОЕ ПОЛЕ, СОЗДАВАЕМОЕ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ В БЕРЕГОВОМ КЛИНЕ

Комиссарова Н. Н.

Решена задача о шумовом поле поверхностных источников в однородной клиновидной области, лежащей на полупространстве, которое характеризуется коэффициентом отражения звуковой волны. Приведены результаты расчетов характеристик анизотропии шумового поля в береговом клине.

Одна из актуальных задач акустики океана — определение характеристик шумового поля в береговом клине. Решение такой задачи в теоретическом плане представляет собой трудную проблему и одной из причин является то обстоятельство, что вопросы распространения звука в клиновидных областях не исследованы достаточно полно. Точное решение задачи распространения звука в клиновидной области известно для очень небольшого круга граничных условий. Попытки учесть профиль скорости звука, потери при отражении от дна приводят к необходимости применения приближенного подхода к решению - к использованию геометрооптического приближения, метода приближенного разделения переменных, метода поперечных сечений, метода параболического уравнения, каждый из которых имеет свои недостатки и ограничения. В связи с этим расчет характеристик шумовых полей в клиновидных областях проводился в ряде работ [1-4] только для клина с абсолютно отражающими гранями. В данной работе в качестве модели береговой зоны рассматривается однородная клиновидная область, граничащая снизу с полупространством, которое характеризуется зависящим от угла скольжения звуковой волны коэффициентом отражения. При решении используется геометрооптический подход.

Пусть  $(r, z, \varphi)$  — цилиндрическая система координат, причем ось z совпадает с ребром клина. Поверхность  $\varphi=0$  — абсолютно мягкая, нижняя грань клина  $\varphi=\Phi$  (наклонное дно) представляет собой границу между двумя средами — между жидкой средой, заполняющей клиновидную область  $(0 < \varphi < \Phi)$ , с параметрами  $\varphi$  (плотность) и  $c(1-i\delta)$  (скорость звука) и полупространством, которое характеризуется коэффициентом отражения  $V(\gamma)$ , где  $\gamma$  — угол скольжения падающей звуковой волны относительно границы (в частном случае, это может быть жидкое полупространство с плотностью  $\varphi_1$  и скоростью звука  $c_1(1-i\delta_1)$ ; параметры  $\delta$  и  $\delta_1$  — отношения мнимых частей скорости звука к действительным — описывают поглощение в воде и в грунте соответственно).

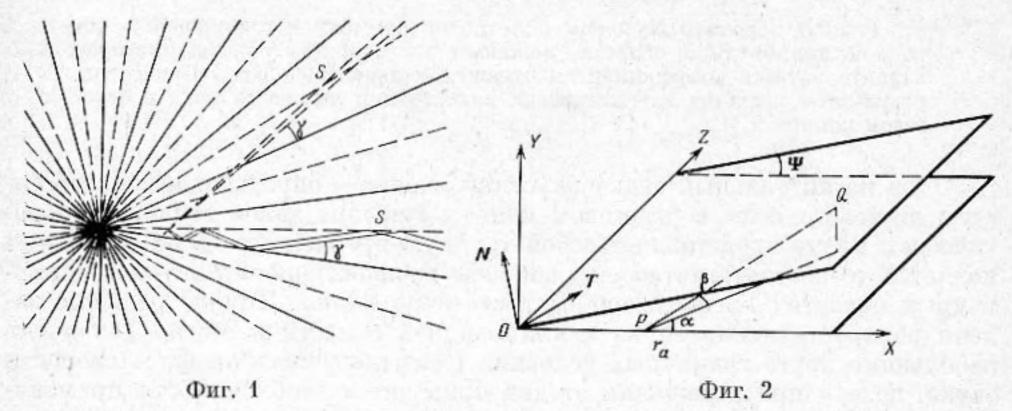
На поверхности  $\phi=0$ ,  $|z|<\infty$  равномерно распределены некоррелированные источники шума, диаграмма направленности которых (по энергии) описывается функцией

$$G^{2}(\gamma_{0}) = \sin^{2m} \gamma_{0}, \tag{1}$$

где  $\gamma_0$  — угол скольжения луча у поверхности, показатель степени m может принимать значения 1, 2 и т. д. [5].

Будем определять характеристику анизотропии поверхностного шума в произвольной точке P клиновидной области, т. е. интенсивность шума, приходящего с заданного направления в единичный телесный угол в точку  $P(r_a, 0, \varphi_a)$ . Выпустим из точки наблюдения P лучевую трубку с малым телесным углом  $\Delta\Omega$  в каком-либо фиксированном направлении, как это делается при решении аналогичной задачи для волновода с плосконараллельными границами [5]. Многократно отражаясь от дна и поверхно-

сти, трубка вырезает на поверхности площадки  $\Delta S_j$ , шумовое излучение с которых и попадает в телесный угол  $\Delta\Omega$ . Суммируя интенсивности шумовых полей источников, принадлежащих площадкам  $\Delta S_j$ , с учетом их направленности и потерь при отражении от дна, получим полную интенсивность шума, приходящего с данного направления. Задача сводится, таким образом, к определению параметров лучей, испытывающих многократные отражения от наклонного дна и поверхности. Оказывается, что параметры лучей в однородной клиновидной области проще всего определять с помощью картины мнимых источников. Известно [6], что поле точечного гармонического источника с координатами  $(r_s, \varphi_s, z_s)$  в клиновидной области с абсолютно отражающими гранями в геометрическом приближении



Фиг. 1. Расположение поверхности  $\Pi_0$ , дна  $D_0$ , реальной лучевой трубки и их отображений в пространстве. Здесь  $\gamma$  — угол  $\gamma_{Dj}$  скольжения лучевой трубки у дна при j-том отражении, S — площадка  $\Delta S_j$ , которую после отражения от дна вырезает лучевая трубка на поверхности

Фиг. 2. К вычислению интенсивности шумового поля. Q — точка пересечения луча с плоскостью  $\Pi_j$ ,  $\psi = \psi_{\Pi_j}$ 

можно представить как сумму полей действительного и мнимых источников в однородном пространстве, причем эти источники расположены в перпендикулярной ребру клина плоскости  $z=z_s$  на окружности  $r=r_s$ , а их угловые координаты при этом равны  $\phi=\phi_j=2j\Phi\pm\phi_s$ ,  $j=0,\pm1,\ldots$  Число мнимых источников конечно и определяется из условия  $|\phi_j|<\pi$ . Соединив точку наблюдения с мнимыми и действительными источниками, получим весь набор лучей, пришедших в точку наблюдения от источника, расположенного в клиновидной области. Эта же лучевая структура имеет место в клиновидной области, если нижняя грань клина не абсолютно отражающая. В этом можно также убедиться, если последовательно проводить зеркальные отображения источника относительно границ области, как это делается при построении лучевой картины для волновода с плоскопараллельными границами. При этом реальный луч отобразится в прямую линию, соединяющую приемник с одним из мнимых источников.

Если источники заполняют всю грань φ=0, то соответствующие им мнимые источники располагаются на полуплоскостях  $\phi = \phi_{\Pi i} = -2i\Phi$ , ( $i = -2i\Phi$ )  $=\pm 1, \pm 2, \ldots$ ), проходящих через ребро клина. Полуплоскость  $\phi = \Phi$  (дно) в процессе отображения перейдет в полуплоскость  $\phi = \phi_{Di} = -2i\Phi + \Phi$ , i ==±1, ±2,... На фиг. 1 изображен разрез клиновидной области плоскостью, перпендикулярной ребру клина. Пунктиром обозначено положение полуплоскостей П<sub>j</sub>, являющихся отображением поверхности П<sub>o</sub> и содержащих мнимые источники шума; сплошными линиями - положение полуплоскостей  $D_i$ , являющихся отображениями полуплоскости  $D_0$  (дна). На фиг. 1 изображена также реальная лучевая трубка в клине и ее отображение (пунктиром), которое пересекает отображения дна (D<sub>i</sub>) и поверхности ( $\Pi_i$ ) под углами скольжения соответственно  $\gamma_{Di}$  и  $\gamma_{\Pi i}$ , причем углы үрі и үпі равны углам скольжения реальной лучевой трубки при отражениях от дна и поверхности. Эта отображенная лучевая трубка вырезает на полуплоскостях П, содержащих мнимые источники, площадки  $\Delta S_i$ , излучение которых можно сложить и получить интенсивность шумового поля, приходящего в телесный угол ΔΩ с заданного направления

в точку P.

Параметры отображенного луча (а следовательно, и реального луча) определяются следующим образом. Введем декартову систему координат (X, Y, Z), в которой ось Z совпадает с ребром клина, а ось X проходит через точку наблюдения P, так что в этой системе точка P определяется радиус-вектором  $\mathbf{R}_a(r_a, 0, 0)$ . Зададим направление выпускаемого из точки P луча углами  $\alpha$ ,  $\beta$  (см. фиг. 2), причем  $\alpha$  — угол между осью OX и проекцией луча на плоскость XY,  $\beta$  — угол наклона луча к плоскости XZ;  $0 \le \alpha \le \pi$ ,  $|\beta| < \pi/2$ . В этой системе координат направление луча в пространстве задается единичным вектором  $\mathbf{T}(l_x, l_y, l_z)$  с направляющими косинусами  $l_x$ =соѕ  $\beta$  соѕ  $\alpha$ ,  $l_y$ =sin  $\beta$ ,  $l_z$ =соѕ  $\beta$  sin  $\alpha$ , а уравнение луча имеет вид

$$(\mathbf{R} - \mathbf{R}_a) \times \mathbf{T} = 0. \tag{2}$$

Полуплоскость  $\Pi_j$ , содержащая мнимые источники, характеризуется перпендикулярным к ней единичным вектором  $N(L_x, L_y, L_z)$  с направляющими косинусами  $L_x$ =sin  $\psi_{\Pi_j}$ ,  $L_y$ =cos  $\psi_{\Pi_j}$ ,  $L_z$ =0, причем  $\psi_{\Pi_j}$ =2 $j\Phi$ + $\phi_a$  — угол между плоскостью XZ и полуплоскостью  $\Pi_j$ . Уравнение этой полуплоскости определяется соотношением  $\mathbf{RN}$ =0 или

$$Y\cos\psi_{\Pi j}-X\sin\psi_{\Pi j}=0. \tag{3}$$

Луч пересекает полуплоскость  $\Pi_j$  в точке  $Q_j$  под углом  $\gamma_{\Pi j}$ , причем  $\sin \gamma_{\Pi j} = -TN/TN = \cos \psi_{\Pi j} \sin \beta - \sin \psi_{\Pi j} \cos \beta \cos \alpha$ . Расстояние  $R_{aj}$  между точками P и  $Q_j$  равно  $R_{aj} = r_a |\sin \psi_{\Pi j}/\sin \gamma_{\Pi j}|$ . Лучевая трубка с телесным углом  $\Delta\Omega$  при пересечении с плоскостью  $\Pi_j$  имеет сечение  $\Delta S_j = \Delta\Omega R_{aj}^2/|\sin \gamma_{\Pi j}|$ .

Интенсивность шумового поля, приходящего в телесный угол ΔΩ с направления, задаваемого углами α, β, от мнимых источников, располо-

женных на площадке  $\Delta S_{j}$  плоскости  $\Pi_{j}$ , равна

$$\Delta J_j = V_j^2 G^2(\gamma_{\Pi j}) |\exp(ikR_{aj})/R_{aj}|^2 \Delta S_j, \tag{4}$$

где  $k=2\pi f/[c(1-i\delta)]$  — комплексное волновое число, f — средняя частота фильтра, в полосе которого ведется прием шума. Здесь учтена диаграмма направленности источников шума  $G^2(\gamma_{\Pi j})$  и введен коэффициент  $V_j$ , описывающий ослабление поля при многократных отражениях от дна; он равен произведению коэффициентов отражения от дна

$$V_{j} = \prod_{i=i_{1}}^{i_{2}(j)} V(\gamma_{Di}), \qquad (5)$$

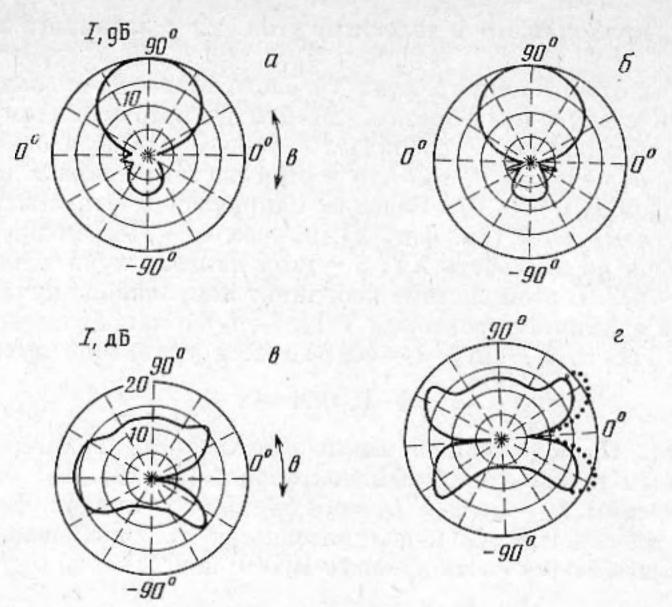
причем угол скольжения  $\gamma_{Di}$  реального луча, идущего от площадки  $\Delta S_i$ , при i-том отражении от дна ( $\gamma_{Di}$  — угол скольжения отображенного луча относительно отображений дна — полуплоскостей  $D_i$ ) определяется из соотношения

$$\sin \gamma_{Di} = \cos \psi_{Di} \sin \beta - \sin \psi_{Di} \cos \beta \cos \alpha, \tag{6}$$

где  $\psi_{Di}=2\Phi i-\phi+\phi_a-$ угол между плоскостью XZ и полуплоскостью  $D_i$ . Значения i в формуле (5) меняются при  $\beta>0$  от  $i_1=1$  до  $i_2=j$  (j>0), а при  $\beta<0$  — от  $i_1=0$  до  $i_2=j+1$  (j<0). Остается сложить интенсивности шумовых полей, приходящих от всех площадок  $\Delta S_i$ , вырезаемых лучевой трубкой с телесным углом  $\Delta\Omega$ . С учетом выражения (1) имеем

$$\Delta J = I(\alpha, \beta) \Delta \Omega = \sum_{j=j_1}^{j_2} V_j^2 |\sin \gamma_{\Pi j}|^{2m-1} \exp \left[ -2 \operatorname{Im} k r_0 \frac{|\sin \psi_{\Pi j}|}{|\sin \gamma_{\Pi j}|} \right] \Delta \Omega, \quad (7)$$

где  $j_1$ =0 при  $\beta$ >0 и  $j_1$ =-1 при  $\beta$ <0, а  $|j_2|$ = $E[|\psi_k-\varphi_a|/(2\Phi)]$ . Здесь введена функция E[x] — наибольшее целое число, которое меньше x,  $\psi_k$  — угол между плоскостью XZ и полуплоскостью, проходящей через ось Z параллельно лучу:  $\psi_k$ =arctg(tg  $\beta$ /cos  $\alpha$ ) + $\Delta$ , где  $\Delta$ =0 при  $\pi$ /2> $\alpha$ >0,  $\Delta$ == $\pi$  sign  $\beta$  при  $\pi$ > $\alpha$ > $\pi$ /2.



Фиг. 3. Характеристики анизотропии шумового поля в вертикальных плоскостях, ориентированных перпендикулярно (a, s) и параллельно (b, s) ребру клина при m=2,  $c_1=1600$  (1-0.01i) м/с,  $\rho_1=1.6$  г/см³ (a, b) и m=1,  $c_1=2000$  (1-0.01i) м/с,  $\rho_1=2$  г/см³ (b, s), i- мнимая единица

Координаты точек пересечения  $Q_j$  отображенного луча с плоскостью  $\Pi_j$  определяются из решения системы уравнений (2), (3). В то же время точки  $Q_j$  соответствуют точкам выхода реального многократного отраженного луча на поверхность. Нетрудно показать, что они принадлежат гиперболе

$$(r_a + r \operatorname{ctg} \alpha)^2 + (z \operatorname{tg} \beta / \sin \alpha)^2 - r^2 = 0, \tag{8}$$

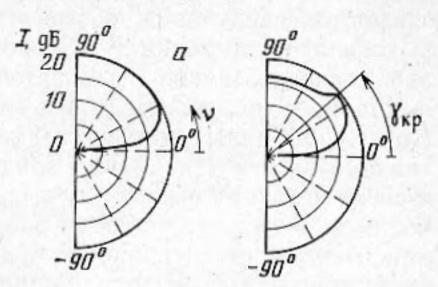
проходящей через точку  $r=r_a$ , z=0 и имеющей асимптоты  $r=\pm A(\alpha, \beta)z$ , где  $A(\alpha, \beta)=\sqrt{\cos^2\alpha+tg^2\beta/\sin\alpha}$ . То обстоятельство, что траектории лучей в горизонтальной плоскости описываются гиперболами, было отмечено в работе [7]. Таким образом, в лучевую трубку, ориентированную под углами  $\alpha$ ,  $\beta$ , приходит шум с участков поверхности, принадлежащих гиперболе (8). Например, для лучевой трубки, ориентированной параллельно ребру ( $\alpha=\pi/2$ ), выражение (8) переходит в  $(r/r_a)^2+(z tg \beta/r_a)^2=1$ . Эта гипербола имеет асимптоты  $r=\pm z tg \beta$ , при этом чем больше  $\beta$  (т. е. чем круче выходит луч), тем больше он отклоняется в горизонтальной плоскости и тем с более удаленных от ребра клина участков поверхности собирается шум.

Расчеты, проведенные по формуле (7), показали, что шумовое полеповерхностных источников в клиновидной области обладает ярко выраженной анизотропией в горизонтальной и вертикальной плоскостях, которая может существенно отличаться от соответствующих характеристик для волновода с плоскопараллельными границами. Особенности анизотропии шумового поля в клине определяются вкладом компоненты этогополя, связанной с многократными отражениями от дна. На фиг. 3 изображены результаты расчета характеристик анизотропии (нормированной на максимум функции I в дБ) в вертикальных плоскостях, различным образом ориентированных по отношению к ребру клина. Угол в отсчитывается от направления приема до горизонтальной плоскости. Правая часть графиков соответствует приему со стороны глубоководной части клина, левая — со стороны ребра. Фигура 3, а, б относится к случаю, когда вклад многократных отражений мал (за счет малой ширины диаграммы направленности источников шума при m=2). Характеристики анизотрошии в вертикальных плоскостях имеют максимумы для направлений приема.

близких к вертикальному, уровень шума мало отличается от уровня шума поверхностных источников в безграничном океане.

Если вклад многократных отражений велик, характеристики анизотропии в вертикальных плоскостях имеют максимумы при углах наблюде-

ния b, близких к значению критического угла скольжения үкр. Результаты расчета для такого случая изображены на фиг. 3, в, г (критический угол в этом случае составляет 40°). Это характерно и для волновода с плоскопараллельными границами. На фиг. 3, г для сравнения точками изображена характеристика анизотропии шумового поля для плоского волновода, параметры которого совпадают с параметрами сечения области вертикальной клиновидной плоскостью, проходящей через точку Pпараллельно ребру клина. Различие в уровнях принимаемого шума в вертикальной плоскости, параллельной ребру клина, и в соответствующем волноводе



Фиг. 4. Характеристики анизотропии шумового поля в горизонтальной плоскости при  $c_1 = 1600$  (I - 0.01i) м/с,  $\rho_1 = 1.6$  г/см<sup>3</sup>, m = 2 (a) и  $c_1 = 2000$  (I - 0.01i) м/с,  $\rho_1 = 2$  г/см<sup>3</sup>, m = 1 ( $\delta$ ), i -мнимая единица

обусловлено рефракцией лучей в горизонтальной плоскости, связанной с

отражениями от наклонного дна.

Другой отличительной особенностью шумового поля в клиновидной области является наличие максимума интенсивности шума при приеме со стороны ребра клина (см. фиг. 3, в). Этот максимум тем больше, чем больше уровень компоненты поля, связанной с многократными отражениями. Независимо от коэффициента отражения  $V(\gamma)$  и ширины диаграммы направленности источников шума существует область направлений со стороны глубоководной части клина, в которых шум не приходит вообще. Это обстоятельство, однако, выполняется только в рамках принятой здесь модели среды; при учете рассеяния и профиля скорости звука положение может измениться. Все эти особенности шумового поля в клине можно объяснить, если обратиться к картине мнимых источников. Например, если проанализировать структуру шумового поля в плоскости, перпендикулярной ребру клина, то можно заметить следующее (см. фиг. 1): если луч выходит в сторону глубоководной части клина под углом b к горизонтали, причем −2Ф ≤ b ≤0, то он не пересекает ни одной плоскости, содержащей мнимые или действительные источники шума, так что интенсивность шума в этом диапазоне углов b равна нулю. При  $0 < b < 2\Phi$  луч пересекает только поверхность По, содержащую только действительные источники; в этом диапазоне углов шум приходит непосредственно от поверхности без отражений. При  $2\Phi < b < 4\Phi$  луч пересекает плоскости  $\Pi_0$ и П., т. е. добавляется шумовое поле, однократно отраженное от дна. При  $4\Phi < b < 6\Phi$  добавляется двукратно отраженное от дна поле и т. д., при этом интенсивность шумового поля увеличивается. Так происходит до тех пор, пока величина угла b не превысит значение  $\gamma_{\kappa p} + \Phi$ , при этом отражения от дна начинают происходить под закритическими углами скольжения и вклад многократно отраженного поля уменьшается. Значению  $b=\gamma_{\kappa p}+\Phi$ соответствует максимум характеристики анизотропии (см. фиг. 3, в). Аналогичным образом можно пояснить и наличие максимума анизотропии для направления на ребро клина.

Интересными свойствами обладают характеристики анизотропии в горизонтальной плоскости. В случае, когда уровень компоненты шумового поля, связанной с многократными отражениями, мал, максимум характеристики анизотропии соответствует направлению на ребро клина. Результаты расчета для такого случая показаны на фиг. 4, а, где представлена зависимость от азимутального угла в функции I, усредненной по углу наблюдения b в интервале —5÷5°. Азимутальный угол в отсчитывается от направления параллельного ребру клина. Верхняя часть графика соответствует приему со стороны ребра клина, нижняя — со стороны глубо-

ководной части. Иная картина наблюдается в случае, когда вклад многократных отражений существен. При этом максимум характеристики анизотропии, как это показано на фиг. 4, б приходится на значение азимутального угла θ, равное критическому углу скольжения үкр. Этот факт связан со следующим обстоятельством. Если фиксировать направление выхода луча из точки P и следить за углами  $\gamma_{Di}$  (6), под которыми этот луч последовательно отражается от дна, то оказывается, что для лучей, выходящих под малым углом скольжения к горизонтали в сторону ребра клина, при малых наклонах дна максимальное (по номеру отражения і) значение этого угла равно значению азимутального угла выхода луча  $\theta$ и соответствует повороту луча в глубоководной части клина. Следовательно, если  $\theta = \gamma_{\kappa p}$ , то максимальное значение  $\gamma_{Dj}$  также равно  $\gamma_{\kappa p}$ , так что при θ>γ часть отражений будет происходить с закритическими углами скольжения, а шум, приходящий с этого направления, будет ослаблен из-за потерь при отражении от дна. Снижение уровня шума при азимутальных углах  $\theta < \gamma_{\kappa p}$  связано с тем, что при уменьшении  $\theta$  уменьшаются углы скольжения луча у поверхности и попадающее в лучевую трубку излучение ослаблено из-за направленности источников шума.

Уровень компоненты шумового поля, связанный с многократными отражениями, а следовательно, и вид характеристики анизотропии в клине зависит в основном от параметров дна. Чем больше значение критического угла скольжения укр, тем больше вклад многократных отражений, тем выше уровень шума, приходящего с направлений, определяемых значением укр, а также со стороны ребра клина. Такой же результат получается при уменьшении угла наклона дна или расширении диаграммы направ-

ленности источников шума.

Использованный здесь подход, основанный на определении траекторий лучей в клиновидной области с помощью картины мнимых источников, можно применять для решения широкого круга задач распространения звука в клиновидных областях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карновский А. М. Шумовое поле источников, сосредоточенных вблизи граничных поверхностей клина // Акуст. журн., 1982, Т. 28, № 6, С. 785—791.

Комиссарова Н. Н. Изменение спектра шума прибоя при распространении в береговом клине // Сб. Вопросы судостроения. Сер. Акустика, 1982, ВЫП. 15, С. 23-33.
Комиссарова Н. Н. Анизотропия поля шумов в береговом клине // Сб. Вопросы су-

достроения. Сер. Акустика, 1982, ВЫП. 15, С. 34-41.

Buckingham M. J. A theoretical model of surface-generated noise in a wedge-shaped ocean with pressure – release boundaries // J. Acoust. Soc. Amer., 1985, V. 78, № 1, P. 143-148.

5. Акустика океана/Под ред. Бреховских Л. М.- М.: Наука, 1974.

6. Сахарова М. П. Асимптотическое представление звукового поля точечного источника в клиновидной области // Акуст. журн., 1959, Т. 5, № 2, С. 215—220.

7. Кузнецов В. К. О новом методе решения задачи о звуковом поле в жидком клине // Акуст. журн., 1959, Т. 5, № 2, С. 170—175.

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

Поступила в редакцию 7.IV.1986