Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 2 7 I

ЭФФЕКТЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОДАВЛЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Ю.В.Петухов

Горький 1989

П е т у х о в Ю. В.

ЭФФЕКТЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОДАВЛЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ // Препринт № 271. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 11 с.

УДК 534.231.1

В адиабатическом приближении показано, что влияние когерентных эффектов приводит к заметным изменениям в поведении интенсивности поля с расстоянием в изоскоростном с поглощающим дном и изменяющейся по трассе глубиной волноводе, а также в приповерхностном волноводе с изменяющимся по трассе профилем скорости звука при различных расположениях корреспондирующих точек относительно границ раздела.

Наблюдавшееся в мелководных [I]и глубоководных [2] районах океана увеличение затухания звука в определенном низкочастотном диапазоне, зависящем от расположения корреспондирующих точек относительно свободной поверхности, объяснялось соответственно в [3,4]и [5] на основе усредненных по горизонтальной интерференционной структуре законов изменения интенсивности поля с расстоянием, полученных впервые в [6] с использованием лучевого приближения и учетом поглощающих свойств дна. Естественно, что при таком подходе (см. [3-6]) учет потерь просто необходим для получения соответствующих зависимостей интенсивности от расстояния, отличающихся от привычной цилиндрической. В [2] предложено принципиально иное объяснение обнаруженным там закономерностям, смысл которого состоит в том, что повышенное затухание низких частот является следствием интерференционного подавления звука свободной поверхностью океана из-за когерентного сложения сигналов от действительного и "мнимых" источников. Выполненные в [7] экспериментальные и теоретические исследования закономерностей в поведении с расстоянием интенсивности импульсных сигналов донных отражений различной кратности, возбуждаемых приповерхностным источником, однозначно доказали преобладающее влияние эффектов интерференционного подавления на дополнительный по сравнению с геометрической расходимостью спад соответствующих величин.

Следует заметить, что если в [I,7] исследования проводились для стратифицированного по глубине, но однородного по трассе волновода, то в [2,5] имелся достаточно протяженный участок волновода с уменьшающейся глубиной, при движении источника вдоль котсрого наблюдалось наоборот, по сравнению с [I,7], заметное ослабление потерь на распространение и даже увеличение интенсивности сигнала с расстоянием, существенно проявляющееся с понижением частоты излучения. В [5] отмечалось, что для объяснения обнаруженного эффекта увеличения интенсивности необходимо проведение исследований влияния изменения глубины волновода на зависимости интенсивности от расстояния, полученные в [3,5,6] для случая расположения корреспондирующих точек вблизи свободной поверхности, аналогично тому, как это сделано в [8-12] для закона изменения некогерентной составляющей интенсивности поля, усредненной по глубине источника и приемника.

Поэтому настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния изменений, во-первых, глубины волновода, во-вторых, профиля скорости звука, на поведение с расстоянием полной интенсивности поля (с учетом когерентных эффектов) и ее некогерентной составляющей (энергетической суммы мод) при расположении вблизи свободной поверхности по отдельности или вместе, источника и приемника.

Рассмотрим простейший волновод, представляющий собой слой жидкости, лежащей на жидком поглощающем полупространстве; глубина слоя $H(r)$ плавно изменяется в горизонтальном направлении r, а скорость звука c_0 и плотность ρ_0 в нем, аналогично как и соответствующие параметры c и ρ в полупространстве, не зависят от и вертикальной координаты z. Тогда в адиабатическом приближении и с учетом вклада мод лишь с малыми углами скольжения решение для волны давления p, возбуждаемой точечным гармоническим источником с циклической частотой ω, погруженным на глубину z_s, будет иметь, в предположении цилиндрической симметрии задачи, следующий вид [8]:

$$p(r) = \sqrt{\frac{8\pi}{H_0\, H(r) k_0 r}}\, \exp\left[i\left(k_0 r - \omega t + \frac{\pi}{4}\right)\right] \times$$

$$\times \sum_{l=1}^{L(\omega)} \sin(\alpha_l z_s) \sin\left[\frac{\alpha_l z}{h(r)}\right] \exp\left(-i\,\frac{\alpha_l^2}{2k_0}\int_0^r \frac{dr}{h^2(r)} - \frac{\alpha_l^2 \sigma}{k_0^2 H_0}\int_0^r \frac{dr}{h^3(r)}\right), \qquad (1)$$

где

$$\alpha_l = \frac{\pi l}{H_0}, \qquad h(r) = \frac{H(r)}{H_0}, \qquad k_0 = \frac{\omega}{c_0},$$

$$\sigma = \frac{\beta n_0^2 m_0}{\nu_0^3}, \quad \beta = \frac{\operatorname{Im}(c_0/c)}{n_0}, \quad n_0 = \operatorname{Re}\frac{c_0}{c},$$

$$m = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \nu_0 = 1 - n_0^2, \quad \left(\frac{\alpha_l}{K_0}\right)^2 << 1, \quad K_0 H(r) >> 1,$$

$\alpha_l^2 \sigma \int\limits_0^r \frac{dr}{h^3(r)} \Big/ K_0^2 H_0 << 1, \quad \frac{r}{H(r)} >> 1, \quad L(\omega) >> 1$ - число мод на частоте ω, для которых выполняется условие малости углов скольжения $(\pi l / H(r) K_0)^2 << 1$. Если в выражении для полной интенсивности поля $J(r) = |p|^2$ интересоваться, аналогично [3-6,8-II], лишь поведением с расстоянием некогерентной составляющей $J_H(r)$ (энергетическая сумма мод), то, переходя от суммирования по l к интегрированию по $x = \alpha_l / K_0$, с использованием (I) получаем

$$J_H(r) = \frac{8}{H_0 r\, h(r)} \int\limits_{x_1}^{\infty} \sin^2(x K_0 z_S) \sin^2\left[\frac{x K_0 z}{h(r)}\right] \times$$
$$\times \exp\left(-2\sigma \frac{r}{H_0} \theta(r) x^2\right) dx, \tag{2}$$

где $x_1 = \frac{\pi}{H_0 K_0}, \quad \theta(r) = \frac{1}{r}\int\limits_0^r \frac{dr}{h^3(r)}$, верхний предел интегрирования в (2) выбран бесконечно большим потому, что с учетом сказанного выше относительно основного вклада узкого пучка мод ошибка в определении $J_H(r)$ будет незначительна (см. [8]). Из (2) нетрудно получить при определенных допущениях приближенные аналитические зависимости для $J_H(r)$:

$$z_S = \frac{H_0}{2}, \quad z = \frac{H(r)}{2}, \quad J(r) \approx \frac{4\left(\frac{\pi}{2\sigma H_0}\right)^{1/2}}{r^{3/2}\, h(r)\, \theta^{1/2}(r)}, \tag{3}$$

$$\alpha_l z_S << 1, \quad z = \frac{H(r)}{2}, \quad J_H(r) \approx \frac{(K_0 z_S)^2 (\pi H_0 / 2\sigma^3)^{1/2}}{r^{5/2}\, h(r)\, \theta^{3/2}(r)}, \tag{4}$$

$$z_s = \frac{H_0}{2}, \qquad \frac{\alpha_l z}{h(r)} \ll 1, \qquad J_H(r) \approx (k_0 z)^2 \left(\frac{\pi H_0}{2\sigma^3}\right)^{1/2} \left\{ r^{5/2} h^3(r) \theta^{3/2}(r) \right\}^{-1}, \quad (5)$$

$$\alpha_l z_s \ll 1, \quad \frac{\alpha_l z}{h(r)} \ll 1, \quad J_H(r) \approx \frac{3}{4} (k_0^2 z_s z)^2 \left(\frac{\pi H_0^3}{2\sigma^5}\right)^{1/2} \left\{ r^{7/2} h^3(r) \theta^{5/2}(r) \right\}^{-1}. \quad (6)$$

Зависимость (3) была впервые получена в [8], а (4)-(6) являются обобщениями соответствующих закономерностей, приведенных в [3,5,6], и совпадают с ними при $H(r) \equiv H_0$ $(h(r) \equiv 1)$.

Учтем теперь влияние когерентных эффектов на поведение $J(r)$ при соответствующих (3)-(6) допущениях. Тогда, заменяя в (I) суммирование по l интегрированием по $x = \alpha_l / k_0$, для $J(r)$ получаем

$$J(r) = \frac{8k_0}{\pi r h(r)} \left| \int_{x_1}^{\infty} \sin(x k_0 z_s) \sin\left(x k_0 \frac{z}{h(r)}\right) e^{-i \frac{k_0 r}{2} \varkappa(r) x^2} dx \right|^2, \quad (7)$$

где $\varkappa(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{dr}{h^2(r)} - \frac{2i\sigma}{k_0 H_0} \theta(r)$. Из (7) по аналогии с (3)-(6) получим следующие приближенные зависимости:

$$z_s = \frac{H_0}{2}, \qquad z = \frac{H(r)}{2}, \qquad J(r) \approx \frac{4}{r^2 h(r) |\varkappa(r)|}, \quad (8)$$

$$\alpha_l z_s \ll 1, \quad \frac{\alpha_l z}{h(r)} \gtrsim 1, \quad J(r) \approx \frac{\frac{8 k_0 z_s^2}{\pi} \sin^2 \frac{\pi z}{H(r)}}{r^3 h(r) |\varkappa(r)|^2}, \quad (9)$$

$$\alpha_l z_s \gtrsim 1, \quad \frac{\alpha_l z}{h(r)} \ll 1, \quad J(r) \approx \frac{\frac{8 k_0 z^2}{\pi} \sin^2 \frac{\pi z_s}{H_0}}{r^3 h^3(r) |\varkappa(r)|^2}, \quad (10)$$

$$\alpha_l z_s \ll 1, \quad \frac{\alpha_l z}{h(r)} \ll 1, \quad J(r) \approx 4 (k_0 z_s z)^2 / \left\{ r^4 h^3(r) |\varkappa(r)|^3 \right\}. \quad (11)$$

Из сравнения зависимостей (3)-(6) и (8)-(II) можно сделать определенные выводы. Во-первых, когерентные эффекты приводят к интерференционному подавлению звука, которое во всех случаях обеспечивает заметно больший спад (в $\sqrt{r}$ раз при $h(r)\equiv 1$) полной интенсивности поля, чем - затухание в соответствующих усредненных по r зависимостях $J_н(r)$. Это конечно не означает, что увеличение коэффициента потерь β не приводит к изменениям в поведении $J(r)$ (так как предполагается малость величины $4\sigma^2/K_0^2 H^2 << 1$, т.е. $|æ(r)| \approx \frac{1}{r}\int_0^r dr/h^2(r)$). В действительности же с ростом β заметно сужается диапазон расстояний $r \leq r_*$, где выполняется соотношение $\gamma = 2\sigma \frac{\alpha_i^2}{K_0^2} \frac{r_*}{H_0} \theta(r) << 1$, необходимое для осуществления предельного перехода $L(\omega)\to\infty$ при получении выражений (3)-(6) и (8)-(II). За пределами этого диапазона расстояний $r >> r_*$ имеет место одна общая зависимость $J_н(r) \backsim J(r) \backsim e^{-\gamma \frac{r}{r_*}}/r$. Во-вторых, изменение глубины волновода различным образом отражается на поведении $J_н(r)$ и $J(r)$. Последнее удобно показать на простейшем примере - линейной зависимости $h(r) = 1+\alpha r$, с учетом которой имеем $\theta(r) = \left(1+\frac{\alpha r}{2}\right)/(1+\alpha r)^2$, $|æ(r)| = \sqrt{1+\varepsilon\left(1+\frac{\alpha r}{2}\right)\theta(r)}/(1+\alpha r)$,

где $\varepsilon = 4\sigma^2/K_0^2 H_0^2$. Тогда, рассмотрев случай малых изменений $\alpha r << 1$, для величин $I_н(r) = J_н(r)/J_н(r)\big|_{\alpha=0}$ и $I(r) = J(r)/J(r)\big|_{\alpha=0}$, характеризующих влияние изменения глубины волновода на поведение $J_н(r)$ и $J(r)$, получим с точностью до первого порядка по αr следующие приближенные выражения:

$$z_s = \frac{H_0}{2},\quad z = H(r)/2 : I_н(r) \approx 1 - \frac{1}{4}\alpha r,\quad I(r) \approx 1 + \frac{\varepsilon \alpha r}{2(1+\varepsilon)}, \tag{I2}$$

$$\alpha_l z_s << 1,\quad z = H(r)/2 : I_н(r) \approx 1 + \frac{5}{4}\alpha r,\quad I(r) \approx 1 + \frac{1+2\varepsilon}{1+\varepsilon}\alpha r, \tag{I3}$$

$$z_s = \frac{H_0}{2},\quad \frac{\alpha_l z}{h(r)} << 1 : I_н(r) \approx 1 - \frac{3}{4}\alpha r,\quad I(r) \approx 1 - \frac{\alpha r}{1+\varepsilon}, \tag{I4}$$

$$\alpha_l z_s << 1,\quad \frac{\alpha_l z}{h(r)} << 1 : I_н(r) \approx 1 + \frac{3}{4}\alpha r,\quad I(r) \approx 1 + \frac{3}{4}\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}\alpha r. \tag{I5}$$

Поскольку здесь рассматривается многомодовое распространение $k_0 H_0 >> 1$, то $\varepsilon << 1$, и поэтому учет когерентных эффектов приводит в одних случаях (см. (I2), (I5)) к существенному ослаблению влияния изменений $h(r)$, т.е. отличий в поведении $I(r)$ и $I_н(r)$, в других же - к незначительным отличиям $I(r)$ от $I_н(r)$ (см. (I3),(I4)).

Приближенные зависимости $J_н(r)$ и $J(r)$ (I2)-(I5) позволяют качественно объяснить, хотя и двояким образом, обнаруженное в [2,5] уменьшение спада интенсивности поля при движении источника вблизи свободной поверхности вдоль участка волновода с уменьшающейся глубиной ($\alpha < 0$). Поскольку в случае движения источника и неподвижного приемника все полученные здесь зависимости $J_н(r)$ и $J(r)$ остаются справедливыми с точностью до замены в них $z_s \rightleftarrows z$, то с использованием (I4) находим, что из-за влияния изменения $h(r)$ должно наблюдаться ослабление спада $J_н(r)$ и $J(r)$, причем относительное ослабление $I(r)$ спада $J(r)$ выражено заметнее чем $I_н(r)$ для $J_н(r)$. Однако полученные здесь выражения (3)-(6), (8)-(II) не позволяют объяснить эффект увеличения интенсивности звука при дальнейшем росте r (см. [2]), что вызвано не применимостью адиабатического приближения для условий изменения $h(r)$ в [2,5]. Действительно, в [5], например, $h(r)$ изменялась почти в два раза на дистанции $\Delta r \approx 10^2$ км, а максимальная длина цикла луча D на однородном по трассе участке волновода ($H_0 \approx$ 5,7 км) составляла $D \approx$ $\approx$ 50 км, поэтому $D/\Delta r \approx 1/2$ и необходимое для применимости адиабатического приближения условие малости отношения $D/\Delta r << 1$ не выполнялось, аналогичная ситуация имела место и в [2].

Рассмотрим теперь влияние когерентных эффектов - интерференционного подавления на поведение $J(r)$ в приповерхностном звуковом канале с изменяющейся по трассе скоростью звука $C = C_0/\sqrt{1-2a(r)z}$. С использованием адибатаического и ВКБ приближений (см. [13]) для поля давления получаем следующее выражение:

$$p(r) = \sqrt{\frac{2\pi}{H_0 H(r) r}}\, e^{i\left(\frac{\pi}{4}-\omega t\right)} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(t_{sl}\, t_{rl})^{1/4}}{y_l^{3/2}\sqrt{\xi_l(r)}} \sin\left(\nu_{sl}+\frac{\pi}{4}\right) \sin\left(\nu_{rl}+\frac{\pi}{4}\right) e^{i\int_0^r \xi_l(r)dr}, \qquad (16)$$

где

$$H_0=(2a_0\kappa_0^2)^{-1/3},\quad H(r)=(2a(r)\kappa_0^2)^{-1/3},\quad a_0=a\,(r=0),$$

$$t_{sl}=\frac{z_s}{H_0}-y_l,\quad t_{rl}=\frac{z}{H(r)}-y_l,\quad y_l=\left[\frac{3}{2}\pi\left(l-\frac{1}{4}\right)\right]^{2/3}$$

$$\nu_{sl}=\frac{2}{3}\left(-t_{sl}\right)^{3/2},\quad \nu_{rl}=\frac{2}{3}\left(-t_{rl}\right)^{3/2},\quad \xi_l=\sqrt{\kappa_0^2-\frac{y_l}{H^2(r)}}\ .$$

Учитывая в (I6) вклад мод лишь с малыми углами скольжения $\frac{y_l}{\kappa_0^2 H^2(r)}\ll 1$ $\left(\xi_l\approx \kappa_0-y_l/2\kappa_0 H^2(r)\right)$, вдали от точек поворота мод $z_s/y_l H_0\ll 1$, $z/y_l H(r)\ll 1$ переходом от суммирования по l к интегрированию по $x=y_l^{1/2}/\kappa_0 H_0$ получаем

$$J(r)=\frac{8\kappa_0}{\pi r\,h(r)}\left|\int\limits_{x_1}^{\infty}\sin(\kappa_0 z_s x)\sin(\kappa_0 z x/h(r))\,e^{-i\frac{\kappa_0 r}{2}æ(r)x^2}\right|^2,\qquad (17)$$

где $x_1=\left(\frac{9}{8}\pi\right)^{1/3}/\kappa_0 H_0\ll 1$, $æ(r)=\frac{1}{r}\int\limits_0^r dr/h^2(r)$. Выражение (I7) полностью аналогично (7), поэтому из первого получаются похожие на (I3)-(I5) асимптотические зависимости

$$\frac{z_s}{H_0}y_l^{1/2}\ll 1,\quad \frac{z}{H(r)}y_l^{1/2}\gtrsim 1,\quad J(r)\approx\frac{8\frac{\kappa_0 z_s^2}{\pi}\sin^2\left[\left(\frac{9}{8}\pi\right)^{1/3}\frac{z}{H(r)}\right]}{r^3 h(r)\,æ^2(r)},\qquad (18)$$

$$\frac{z_s}{H_0}y_l^{1/2}\gtrsim 1,\quad \frac{z}{H(r)}y_l^{1/2}\ll 1,\quad J(r)\approx\frac{8\frac{\kappa_0 z^2}{\pi}\sin^2\left[\left(\frac{9}{8}\pi\right)^{1/3}\frac{z_s}{H_0}\right]}{r^3 h^3(r)\,æ^2(r)},\qquad (19)$$

$$\frac{z_s}{H_0}y_l^{1/2}\ll 1,\quad \frac{z}{H(r)}y_l^{1/2}\ll 1,\quad J(r)\approx\frac{4(\kappa_0 z_s z)^2}{r^4 h^3(r)\,æ^3(r)},\qquad (20)$$

из которых следует, что влияние эффектов интерференционного подавления звука приводит к заметно большему спаду его интенсивности с расстоянием по сравнению с $J(r) \backsim 1/r$ и может усиливаться или ослабляться при изменении глубинной зависимости скорости звука по трассе. Так при $a(r) = a_0/(1+\alpha r)^3$, что отвечает линейной зависимости $h(r) = 1+\alpha r$, из (18)-(20) с точностью до первого порядка малости по αr получаем зависимости для $I(r)$:

$$\frac{z_s}{H_0} \gamma_l^{1/2} \ll 1, \quad \frac{z}{H(r)} \gamma_l^{1/2} \gtrsim 1, \quad I(r) \approx 1+\alpha r, \tag{21}$$

$$\frac{z_s}{H_0} \gamma_l^{1/2} \gtrsim 1, \quad \frac{z}{H(r)} \gamma_l^{1/2} \ll 1, \quad I(r) \approx 1-\alpha r, \tag{22}$$

$$\frac{z_s}{H_0} \gamma_l^{1/2} \ll 1, \quad \frac{z}{H(r)} \gamma_l^{1/2} \ll 1, \quad I(r) \approx 1, \tag{23}$$

совпадающие с аналогичными (9)-(II), в которых надо положить $\varepsilon = 0$.

В заключение заметим, что, как следует из симметрии выражений (2), (7) относительно замены $z_s = H_0 - H_s$, $z = H(r) - H_r$, при расположении корреспондирующих точек вблизи дна $H_s/H(r) \ll 1$, $\alpha_l H_s \ll 1$ или $H_r/H(r) \ll 1$, $\alpha_l H_r / h(r) \ll 1$ будут иметь место аналогичные зависимости (4)-(6), (9)-(II), в которых необходимо лишь сделать замену $z_s \to H_s$, $z \to H_r$. Причем эффекты интерференционного подавления звука будут наблюдаться независимо от того – моделируется дно жидким полупространством или упругим, в котором учитывается возбуждение сдвиговых волн, поскольку во всех случаях коэффициент отражения $V(\varphi) \to -1$ при скользящих углах падения $\varphi \to \pi/2$. Это означает, что и в придонном волноводе (см., например, [14]) должно наблюдаться интерференционное подавление звука, так как в этом случае нетрудно получить, аналогичное (16), выражение для $J(r)$. Поскольку же, как показано выше (см. (3)-(16), (8)-(11)), влияние интерференционного подавления поля обеспечивает больший спад интенсивности звука с расстоянием $r < r_*$, чем влияние затухания в соответствующей усредненной по r зависимости, то учет когерентных эффектов необходим, по-видимому, и в исследованиях поведения с расстоянием интенсивности звука при его распространении в многомодовых волноводах со случайными неоднородностями [II,I2].

ЛИТЕРАТУРА

I. Murphy E.L., Wasilieff A., Jensen F.B. Frequency-dependent influence of the sea bottom on the near-surface sound field in shallow water // J.Acoust.Soc.Amer. - 1976. - V.59, N 4. - P.839-845.

2. Bannister R.W., Pedersen M.A. Low-ferquency surface interference effects in long-range sound propagation // J.Acoust.Soc.Amer. - 1981. - V.69, N 1. - P.76-83.

3. Грачев Г.А. Особенности затухания сигналов в мелком море // Акуст. журн. - 1983. - Т.29, № 2. - С.275-277.

4. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. Ослабление интерференционных максимумов акустического поля в мелком море // Акуст.журн. - 1985. - Т.3I, № 5. - С.675-678.

5. Denham R.N. Intensity decay lows for near-surface sound sources in the ocean // J.Acoust.Soc.Amer. - 1986. - V.79, N 1. - P.60 - - 63.

6. Weston D.E. Intensity-range relations in oceanographic acoustics // J.Sound Vibr. - 1971. - V.18, N 2. - P.271-287.

7. Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. О соотношении энергетических характеристик широкополосных импульсных сигналов донных отражений различной кратности // Акуст. журн. - Т.34, № 3.- С. 453-458.

8. Denham R.N. Intensity-decay lows for sound propagation in shallow water of variable depth // J.Acoust.Soc.Amer. - 1966. - V.39, N 6. - P.1170-1173.

9. Smith P.W. Average sound transmission in range dependent channels // J.Acoust.Soc.Amer. - 1974. - V.55, N 6. - P.1197-1204.

I0. Weston D.E. Propagation in water uniform sound velocity but variable depth lossy bottom // J.Sound Vibr. - 1976. - V.47, N 4. - P.472-483.

II. Кацнельсон Б.Г., Кулапин Л.Г. Усредненный закон спадания звука в нерегулярном гидроакустическом волноводе // Акуст.журн.-1984.-Т.30, № 5. - С.643-648.
I2. Кацнельсон Б.Г., Сиденко А.В. Спадание интенсивности излучения в многомодовом волноводе со случайными неоднородностями и поглощающей границей // Изв. вузов - Радиофизика. - 1988.-Т.3I, № 4. - С.433-438.
I3. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. - Л.:Гидрометеоиздат, 1982. - 264 с.
I4. Кацнельсон Б.Г., Кравцов Ю.А., Кулапин Л.Г., Петников В.Г., Сабиров О.И. Особенности энергетических характеристик придонного распространения звука в мелком море. - В кн.: Акустические волны в океане / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1987. - С.76-84.

Дата поступления статьи
24 декабря 1988 г.

Юрий Васильевич Петухов

ЭФФЕКТЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОДАВЛЕНИЯ ЗВУКА
В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Подписано в печать 21.02.89 г. МЦ 00636. Формат 60x84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объм 0,67 усл. п. л.
Заказ 4827. Тираж 100. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте НИРФИ