

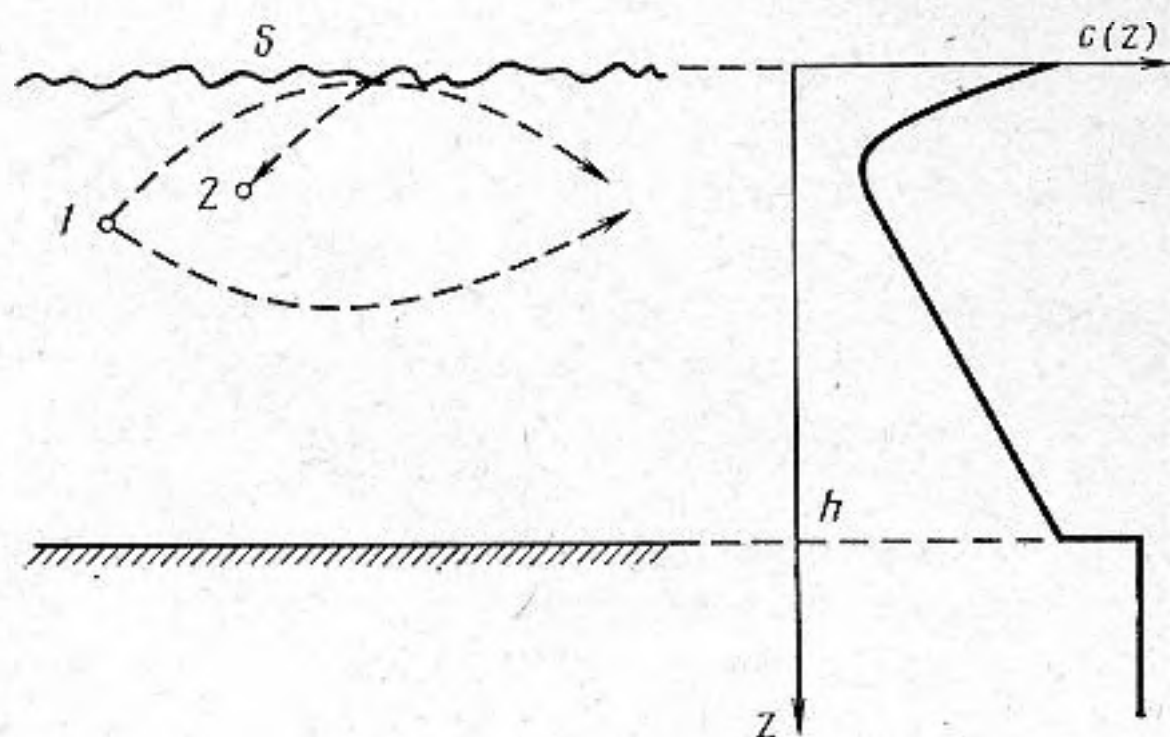
УДК 534.44

О ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ ПРИ ВОЛНОВОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Абросимов Д. И., Долги Л. С.

Приведен вывод формул для расчета уровня поверхностной реверберации при волноводном распространении звука в океане. Анализируются особенности рассеянного сигнала, обусловленные эффектами волноводного распространения и, в частности, интерференцией мод звукового канала.

Существующая теория рассеяния звука взволнованной поверхностью моря [1—4] хорошо объясняет физическую природу явления поверхностной реверберации и устанавливает достаточно надежную количественную связь между характеристиками рассеянного сигнала и волнения, которая может быть использована как для прогнозирования уровня реверберации при различных состояниях поверхности [5], так и для решения обратной задачи — определения пространственно-временного спектра волнения по



Фиг. 1. Геометрия задачи. 1 — источник (координата  $r_1$ ), 2 — приемник (координата  $r_2$ )

данным эхолокации [6]. Вместе с тем эта теория не учитывает возможного влияния эффектов волноводного распространения звука на характеристики принимаемого сигнала и требует определенной модификации, если они становятся существенными.

В настоящей работе, основываясь на максимально упрощенной модели океана, мы хотим продемонстрировать один из возможных способов такой модификации и дать общее представление об особенностях явления реверберации в условиях волноводного распространения (связанных, в частности, с эффектом интерференции мод звукового канала).

Пусть точечный импульсный источник звука располагается в точке  $r_1$  океана с зависящей от глубины скоростью звука  $c(z) = c_0 + c_1(z)$  ( $c_0 = \text{const}$ ,  $c_1 \ll c_0$ ) и плотностью  $\rho = \text{const}$ , статистически-неровной поверхностью  $S$  и гладким непоглощающим дном  $z = h$  с постоянными скоростью

звука  $c'$  и плотностью  $\rho'$  (фиг. 1). Поверхность  $S$  зададим в виде  $z = \zeta(\mathbf{r}_0) = \sigma \xi(\mathbf{r}_0)$ , где  $\mathbf{r}_0$  — радиус-вектор точки в плоскости  $z=0$ ,  $\sigma^2 = \text{const}$  — дисперсия  $\zeta$ ,  $\xi(\mathbf{r}_0)$  — однородная случайная функция с моментами  $\langle \xi \rangle = 0$ ,  $\langle \xi^2 \rangle = 1$ . Полагаем, что:

а) характерная длительность излучаемого источником звукового импульса  $\Delta t$  значительно превышает период  $(2\pi/\omega_0)$  несущей частоты  $\omega_0$ ;

б) среднеквадратичная высота  $\sigma$  возвышений  $\zeta(\mathbf{r}_0)$  мала по сравнению с длиной волны звука ( $\sigma \ll \lambda_0 = 2\pi c_0/\omega_0$ );

в) радиус корреляции  $\Delta r_0$  возвышений поверхности  $\zeta(\mathbf{r}_0)$  мал по сравнению с пространственной длиной импульса  $d = c_0 \Delta t$ ;

г) частота звука такова, что его поглощением в воде можно пренебречь. Кроме того, считаем известной систему собственных функций  $\varphi_n(z)$  волновода с гладкой границей, являющихся решением уравнения

$$(1a) \quad \frac{d^2 \varphi_n}{dz^2} + \left[ \frac{\omega^2}{c^2(z)} - k_n^2 \right] \varphi_n = 0$$

при условиях

$$(1б) \quad \varphi_n(0) = 0,$$

$$(1в) \quad \varphi_n(h-0) = \varphi_n(h+0), \quad \frac{1}{\rho} \left[ \frac{d}{dz} \varphi_n(z) \right]_{z=h-0} = \frac{1}{\rho'} \left[ \frac{d}{dz} \varphi_n(z) \right]_{z=h+0},$$

$$(1г) \quad \varphi_n(z) \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty.$$

Задача расчета рассеянного поверхностью звукового поля сводится к отысканию решения волнового уравнения для звукового давления

$$(2) \quad \left[ \Delta - \frac{1}{c^2(z)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] p(\mathbf{r}, t) = q(t) e^{i\omega_0 t} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1),$$

удовлетворяющего граничному условию на  $S$

$$p[\mathbf{r}_0 + \zeta(\mathbf{r}_0) \mathbf{z}_0, t] = 0$$

( $\mathbf{z}_0$  — единичный вектор  $z$ -направления), условию вида (1в) на дне и условию излучения при  $z \rightarrow \infty$ . Здесь  $q(t) = [8\pi \rho c(\mathbf{r}_1) P(t)]^{1/2}$ ,  $P(t)$  — средняя по периоду  $2\pi/\omega_0$  мощность источника.

Если перейти к спектральному представлению звукового поля

$$(3) \quad p(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega,$$

то вместо (2) получаем

$$(4) \quad \Delta \tilde{p} + \frac{\omega^2}{c^2(z)} \tilde{p} = g(\omega - \omega_0) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1),$$

$$\tilde{p}[\mathbf{r}_0 + \zeta(\mathbf{r}_0) \mathbf{z}_0, \omega] = 0, \quad g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} q(t) e^{-i\omega t} dt.$$

Пользуясь условием б), решение (4) можно представить в виде ряда.

$$(5) \quad \tilde{p}(\mathbf{r}_2, \omega) = \sum \sigma^n \tilde{p}_n(\mathbf{r}_2, \omega),$$

первые члены которого определяются формулами

$$(6a) \quad \tilde{p}_0(\mathbf{r}_2, \omega) = g(\omega - \omega_0) G(\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}_2),$$

$$(6б) \quad \tilde{p}_1(\mathbf{r}_2, \omega) = -g(\omega - \omega_0) \iint_{-\infty}^{\infty} \xi(\mathbf{r}_0) \left[ \frac{\partial}{\partial z} G(\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial z} G(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}) \right]_{z=0} \cdot d^2 \mathbf{r}_0,$$

где  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + z\mathbf{z}_0$ ,  $G(\mathbf{r}_{1,2} \rightarrow \mathbf{r})$  — поле в точке  $\mathbf{r}$ , создаваемое элементарным монохроматическим источником, находящимся в точке  $\mathbf{r}_{1,2}$  при  $\zeta = 0$ :

$$\left[ \Delta + \frac{\omega^2}{c^2(z)} \right] G(\mathbf{r}_{1,2} \rightarrow \mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{1,2}),$$

$$G|_{z=0} = 0$$

(аналог формулы (6б) для случая однородного полупространства приведен в [2]). Для упрощения записи формул мы разлагаем  $\tilde{p}$  по размерному параметру  $\sigma$ , а не по  $\sigma/\lambda_0$ , как это принято. Соотношения (5), (6) дают общее выражение для случайной реализации звукового поля в акустическом волноводе в приближении однократного рассеяния на неровностях границы. Само рассеянное поле в указанном приближении равно

$$(7) \quad p_s(\mathbf{r}_2, t) = \sigma \int_{-\infty}^{\infty} p_1(\mathbf{r}_2, \omega) e^{i\omega t} d\omega.$$

Ограничивая свою задачу исследованием реверберации при достаточно больших временах запаздывания сигнала, мы будем пренебрегать вкладом в  $G(\cdot)$  поля нормальных мод с комплексными собственными значениями  $k_n$  (затухающего экспоненциально) и поля непрерывного спектра (спадающего  $\propto 1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{1,2}|$ ) по сравнению с полем незатухающих нормальных мод ( $\propto |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{1,2}|^{-1/2}$ ). Тогда

$$(8) \quad G(\mathbf{r}_{1,2} \rightarrow \mathbf{r}) = \sum_n a_n(z_{1,2}) \varphi_n(z) H_0^{(2)}(k_n R_{1,2}) \approx$$

$$\approx \sqrt{\frac{2}{\pi R_{1,2}}} \sum_n \frac{a_n(z_{1,2})}{\sqrt{k_n}} \varphi_n(z) e^{-i(k_n R_{1,2} - \frac{\pi}{4})},$$

где  $z_{1,2} = (\mathbf{r}_{1,2} \mathbf{z}_0)$ ,  $R_{1,2} = |(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{1,2}) - (z - z_{1,2})\mathbf{z}_0|$  — расстояние между проекциями точек  $\mathbf{r}_{1,2}$  и  $\mathbf{r}$  на плоскость  $z=0$ ,  $a_n(z_{1,2})$  — коэффициент возбуждения моды с номером  $n$  точечными источниками, расположенными на глубине  $z_1$  и  $z_2$ ; суммирование ведется по номерам мод с действительными  $k_n$ . После подстановки (8) в (6б) получаем:

$$(9a) \quad \tilde{p}_1(\mathbf{r}_2, \omega) = -\frac{2}{\pi} g(\omega - \omega_0) \cdot$$

$$\cdot \sum_{n,m} b_n^{(1)} b_m^{(2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi(\mathbf{r}_0)}{\sqrt{R_1 R_2}} e^{-i(k_n R_1 + k_m R_2 - \frac{\pi}{2})} d^2 \mathbf{r}_0,$$

$$b_j^{(1,2)} = \frac{a_j(z_{1,2}) \varphi_j'}{\sqrt{k_j}}, \quad \varphi_j' = \frac{d\varphi_j(0)}{dz}.$$

В частном случае, когда приемник и источник совмещены ( $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = z\mathbf{z}_0$ ,  $R_1 = R_2 = |\mathbf{r}_0| = r_0$ ,  $b_j^{(1)} = b_j^{(2)} = b_j$ ), из (9a), (7) имеем

$$(9b) \quad p_s(z_1, t) = \frac{2\sigma}{\pi} \sum_{n,m} b_n b_m \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi(\mathbf{r}_0)}{r_0} A_{nm}(r_0, t) \cdot$$

$$\cdot e^{i[\omega_0 t - (k_n^0 + k_m^0) r_0 + \frac{\pi}{2}]} d^2 \mathbf{r}_0,$$

$$(9b) \quad A_{nm}(r_0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) e^{i[\Omega t - (\Delta k_n - \Delta k_m) r_0]} d\Omega,$$

$$k_j^0 = k_j(\omega_0), \quad \Delta k_j = k_j - k_j^0.$$

В соответствии с (9б) поле  $p_s$ , усредненное по ансамблю реализаций поверхности  $S$ , равно нулю ( $\langle p_s \rangle = 0$ ), а средний квадрат амплитуды звукового давления выразится следующим образом:

$$(10) \quad I_s(z_1, t) = \langle |p_s(z_1, t)|^2 \rangle = \frac{4}{\pi^2} \sum_{\substack{n, n' \\ m, m'}} b_n b_{n'} \cdot b_m b_{m'} \times \\ \times \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B_\zeta(\mathbf{r}_0' - \mathbf{r}_0'')}{r_0' r_0''} A_{nm}(\mathbf{r}_0', t) A_{n'm'}^*(\mathbf{r}_0'', t) \exp\{-i[(k_n^0 + k_m^0)r_0' - (k_{n'}^0 + k_{m'}^0)r_0'']\} d^2\mathbf{r}_0' d^2\mathbf{r}_0''.$$

Здесь  $B_\zeta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_0'') = \langle \zeta(\mathbf{r}_0') \zeta(\mathbf{r}_0'') \rangle$  — корреляционная функция неровностей  $\zeta(\mathbf{r}_0)$ . При интегрировании по  $\mathbf{r}_0'$  и  $\mathbf{r}_0''$  перейдем к координатам  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_0' + \mathbf{r}_0'')/2$  и  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_0' - \mathbf{r}_0''$ . Используя предположение (в) и потребовав выполнения неравенства  $\Delta r_0 \ll (\lambda_0 |R|)^{1/2}$ , положим в (10)

$$r_0' \approx r_0'' \approx |R| = R, \quad k_j^0 r_0' \approx k_j r_0', \quad k_j^0 r_0'' \approx k_j r_0'',$$

где  $k_j = k_j^0 R/R$ . Тогда интеграл в (10) примет вид

$$(11) \quad \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_{nm}(R, t) A_{n'm'}^*(R, t)}{R^2} e^{-i(k_n + k_m - k_{n'} - k_{m'}) R} d^2 \times \\ \times R \int \int_{-\infty}^{\infty} B_\zeta(\boldsymbol{\rho}) e^{-i(k_n + k_m + k_{n'} + k_{m'}) \frac{\rho}{2}} d^2 \boldsymbol{\rho} = \\ = 4\pi^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_{nm}(R, t) A_{n'm'}^*(R, t)}{R^2} W_\zeta(\boldsymbol{\kappa}) e^{-i(k_n + k_m - k_{n'} - k_{m'}) R} d^2 R,$$

где  $W_\zeta(\boldsymbol{\kappa}) = \int \int_{-\infty}^{\infty} B_\zeta(\boldsymbol{\rho}) \exp(-i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho} / (2\pi)^2$  — энергетический спектр волне-

ния,  $\boldsymbol{\kappa} = (\mathbf{k}_n + \mathbf{k}_m + \mathbf{k}_{n'} + \mathbf{k}_{m'})/2$ . Считая для простоты волнение изотропным, перейдем в полярную систему координат  $(R, \theta)$  вектора  $\mathbf{R}$ . Кроме того, положим  $R \approx c_0 t/2 \gg d$  и вынесем амплитудный множитель  $1/R$  из-под знака интеграла. После этого (11) примет вид

$$\frac{16\pi^3 W_\zeta(\boldsymbol{\kappa})}{c_0 t} \int_{-\infty}^{\infty} A_{nm}(R, t) A_{n'm'}^*(R, t) e^{-i(k_n^0 + k_m^0 - k_{n'}^0 - k_{m'}^0) R} dR.$$

Как показывают оценки, продольные волновые числа  $(k_n^0)$  мод подводного звукового канала редко отличаются более чем на 5—7% (исключение составляет лишь канал с резким скачком скорости звука в дне). Поэтому в дальнейшем будем считать, что функция  $W_\zeta(\boldsymbol{\kappa})$  меняется незначительно в пределах изменения  $\boldsymbol{\kappa}$ , и положим  $W_\zeta(\boldsymbol{\kappa}) \approx W_\zeta(2\bar{k})$ , где  $\bar{k}$  — продольное волновое число моды, имеющей наибольшую амплитуду ( $b_n$ ) вблизи поверхности. Тогда

$$(12) \quad I_s(z_1, t) = \frac{64\pi}{c_0 t} W_\zeta(2\bar{k}) \sum_{\substack{n, n' \\ m, m'}} b_n b_{n'} \cdot b_m b_{m'} E_{nn'}(t),$$

где

$$E_{nn'}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{nm}(R, t) A_{n'm'}^*(R, t) e^{-i(k_n^0 + k_m^0 - k_{n'}^0 - k_{m'}^0) R} dR.$$

Если время запаздывания сигнала ( $t$ ) не слишком велико, так что выполняется условие  $|v_n - v_m|t \ll v_{n,m} \cdot \frac{2\pi}{\Delta\Omega}$  для любых  $n$  и  $m$  ( $v_j = [d\omega/dk_j]_{\omega=\omega_0}$  — групповая скорость  $j$ -й моды,  $\Delta\Omega$  — характерная ширина спектра  $g(\Omega)$  огибающей импульса), то в соответствии с (9в)  $A_{n,m}(R, t) \approx \approx A_{n',m'}(R, t) = A(R, t)$ , и выражение (12) существенно упростится:

$$I_s(z_1, t) = 4\pi^3 c_0 t W_\zeta(2\bar{k}) \int_{-\infty}^{\infty} |A(R, t) J(R)|^2 dR,$$

где

$$J(R) = \frac{2}{\pi R} \sum_{n,m} b_n b_m^* e^{-i(k_n^0 - k_m^0)R} = \left| \frac{\partial}{\partial z} G(\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}) \right|_{\substack{z=0 \\ \omega=\omega_0}}^2.$$

— квадрат модуля производной по  $z$  поля (8) монохроматического источника, взятой при  $z=0$ . В частности, для зондирующего импульса прямоугольной формы с полной энергией  $E_0 = P_0 \Delta t$  имеем:

$$(13) \quad I_s(z_1, t) = \frac{\pi^2 c_0 E_0 t}{4\rho D} W_\zeta(2\bar{k}) \overline{I_0^2} \left( z_1, R = \frac{c_0 t}{2} \right),$$

где

$$I_0(z_1, R) = 8\pi \rho c(z_1) |G(\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r})|_{\substack{z=1\text{ м}, \\ \omega=\omega_0}}^2,$$

квадрат амплитуды давления, создаваемого на «условной» глубине 1 м точечным монохроматическим источником с частотой  $\omega_0$  и мощностью 1 Вт в волноводе с гладкой границей на расстоянии  $R$  от источника,  $D$  — размерный множитель, равный в системе СИ  $(1 \text{ Вт})^2 (1 \text{ м})^4$  (мы заменили производную по  $z$  поля  $G(\cdot)$  на поверхности значением этого поля на глубине 1 м, считая, что в интервале  $0 < z < 1$  м все функции  $\varphi_n(z)$ , а следовательно, и  $G(\cdot)$  линейно зависят от  $z$ ). Черта означает усреднение по пространственному масштабу  $d/2 = c_0 \Delta t/2$ :

$$\overline{I_0^2}(z_1, R) = \frac{2}{d} \int_{R-d/4}^{R+d/4} I_0^2(z_1, R') dR'.$$

Полученная формула позволяет сделать следующие качественные заключения.

Если величина  $d/2$  не превышает минимального масштаба  $\Lambda_{\min}$  интерференционной структуры зондирующего поля, то временная зависимость средней (по ансамблю реализаций поверхности) интенсивности обратного рассеяния воспроизводит (в соответствующем масштабе) квадрат интенсивности зондирующего сигнала вблизи поверхности как функции дальности. Вследствие квадратичной зависимости  $I_s$  от  $I_0$  интерференционные всплески проявляются в сигнале реверберации существенно более резко, чем в зондирующем. Это объясняется тем, что при рассеянии поля на элементе поверхности с размером  $l$ , удовлетворяющим условию  $\Delta r_0 \ll l \ll \Lambda_{\min}$ , комплексные амплитуды мод меняются случайно, но коррелированы между собой (все моды рассеиваются на одной и той же гармонике ветрового волнения). Поэтому рассеянное таким элементом поле образует на горизонте приема интерференционную структуру, подобную той, которая образуется зондирующим сигналом вблизи поверхности. В результате от сильно облученного элемента поверхности в точку приема приходит большая доля рассеянной (элементом) энергии, чем от слабо облученного.

Если условие  $\Lambda_{\min} > d/2$  не выполняется, то всплески зондирующего сигнала с масштабами, меньшими  $d/2$ , не будут повторяться в сигнале реверберации, и он будет более регулярным. Тем не менее уровень рассеянного сигнала будет существенно зависеть от мелкомасштабных вариаций интенсивности зондирующего поля и повышаться при увеличении последних (эффект детектирования флуктуаций). Указанное явление аналогично эффекту усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду с крупномасштабными неоднородностями [7]. Отличие заключается лишь в причинах, ответственных за пространственную модуляцию интенсивности зондирующего сигнала: в одном случае это интерференция мод, имеющих различные продольные волновые числа, в другом — поперечная фокусировка поля крупномасштабными неоднородностями среды.

Как следует из формулы (13), средний по максимальному периоду интерференционных всплесков уровень реверберации  $\bar{I}_s$  должен спасть  $\propto 1/t$ , тогда как в отсутствие эффектов волноводного распространения  $I_s \propto 1/t^2$ . Указанное различие можно легко объяснить, если интенсивность сигнала, который приходит от элемента поверхности, удаленного на расстояние  $R$ , представить в виде

$$(14) \quad I_s = I_0 S m_s \eta,$$

где  $I_0$  — интенсивность падающей на элемент волны,  $S$  — площадь этого элемента,  $m_s$  — коэффициент поверхностного рассеяния,  $\eta$  — коэффициент ослабления сигнала на обратном пути его распространения.

При малых временах запаздывания сигнала, когда эффекты рефракции и отражения звука от дна еще не проявляются, имеем  $I_0 \propto R^{-2}$ ,  $\eta \propto R^{-2}$ ,  $m_s \propto \sin^4 \psi \propto R^{-4}$  ( $\psi$  — угол скольжения) [8],  $S \propto R$ ,  $R = c_0 t/2$ , и из (14) получаем  $I_s \propto t^{-1}$ .

При больших временах запаздывания сигнала, когда расстояние до рассеивающего элемента поверхности превышает максимальный период интерференции мод, поле, падающее на поверхность, можно представить в виде локально плоской волны, интенсивность ( $I_0$ ) и угол скольжения ( $\psi$ ) которой осциллируют в пространстве (вследствие периодического возврата к поверхности лучей, удерживаемых волноводом) около некоторых значений  $\bar{I}_0 = \text{const} \cdot R^{-1}$  (закон ослабления интенсивности цилиндрической волны),  $\bar{\psi} = \text{const} \approx \arccos[\bar{k}c(0)/\omega_0]$ . Поэтому в рассматриваемом случае полагаем  $\bar{I}_0 \propto R^{-1}$ ,  $\bar{m}_s = \text{const}$ ,  $\eta = \text{const} \cdot \bar{I}_0 \propto R^{-1}$  (следствие теоремы взаимности),  $S \propto R$ ,  $R = c_0 t/2$ , и в соответствии с (14) закон ослабления среднего уровня реверберации оказывается существенно иным:  $\bar{I}_s \propto t^{-1}$ .

Заметим, что формула (13) легко обобщается на случай разнесенных приемника и источника, если последний имеет узкую диаграмму направленности в азимутальной плоскости (таким источником может служить горизонтально ориентированная цепочка синфазных ненаправленных излучателей):

$$(15) \quad I_0(z_2, t) = \frac{\pi^2 c_0 E_0 t}{4\rho D} W_t(2\bar{k}) \cdot \overline{I_0(z_1, R_1) I_0(z_2, R_2)};$$

здесь  $R_{1,2} = \frac{1}{2} (c_0 t \pm \Delta R)$ ,  $\Delta R = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{l}$ ,  $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \ll R_{1,2}$ ,  $\mathbf{l}$  — единичный век-

тор, задающий направление оси диаграммы направленности источника в азимутальной плоскости. Из (15), в частности, видно, что при разнесении источника и приемника в направлении  $\mathbf{l}$  интерференционные всплески в сигнале реверберации могут существенно сглаживаться, а его средняя интенсивность ( $\bar{I}_s$ ) уменьшаться.

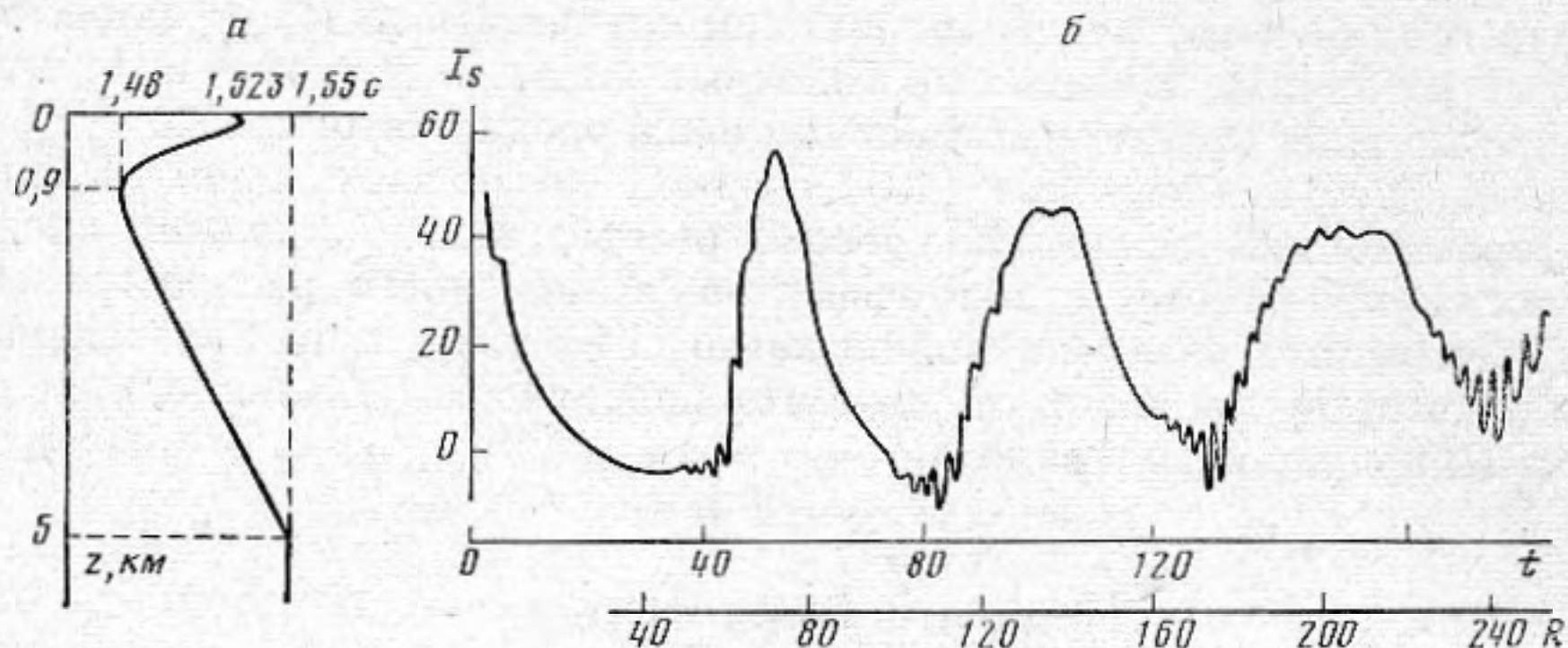
По формуле (13) был проведен расчет уровня реверберации на ЭВМ БЭСМ-6. Интенсивность зондирующего поля ( $I_0$ ) вычислялась по программе Н. Е. Мальцева [9]. Был взят наиболее типичный для средних и экваториальных широт профиль скорости звука [10] (фиг. 2, а); волнение

описывалось спектром Пирсона — Московитца [11]:

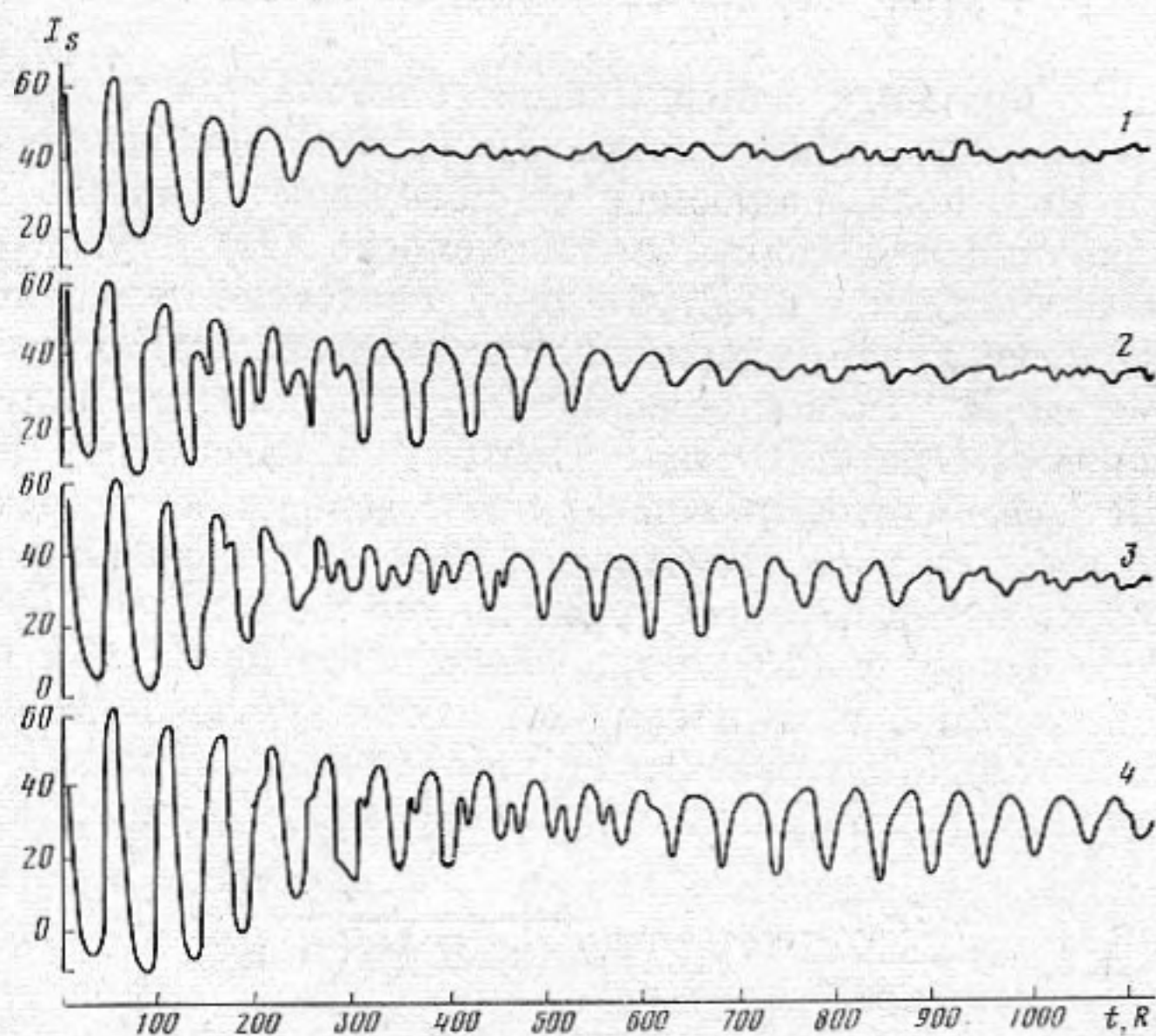
$$(16) \quad W_{\tau}(x) = \frac{\beta}{2x^4} e^{-0,74g^2/x^2V^4},$$

$\beta \approx 8 \cdot 10^{-3}$ ,  $g$  — ускорение свободного падения,  $V$  — скорость ветра на высоте 19,5 м над поверхностью моря.

На фиг. 2, б приведен результат расчета уровня реверберации (в децибелах относительно 1 мкПа) при малой длительности зондирующего импульса  $\Delta t = 1$  с. По оси абсцисс отложено время запаздывания сигнала



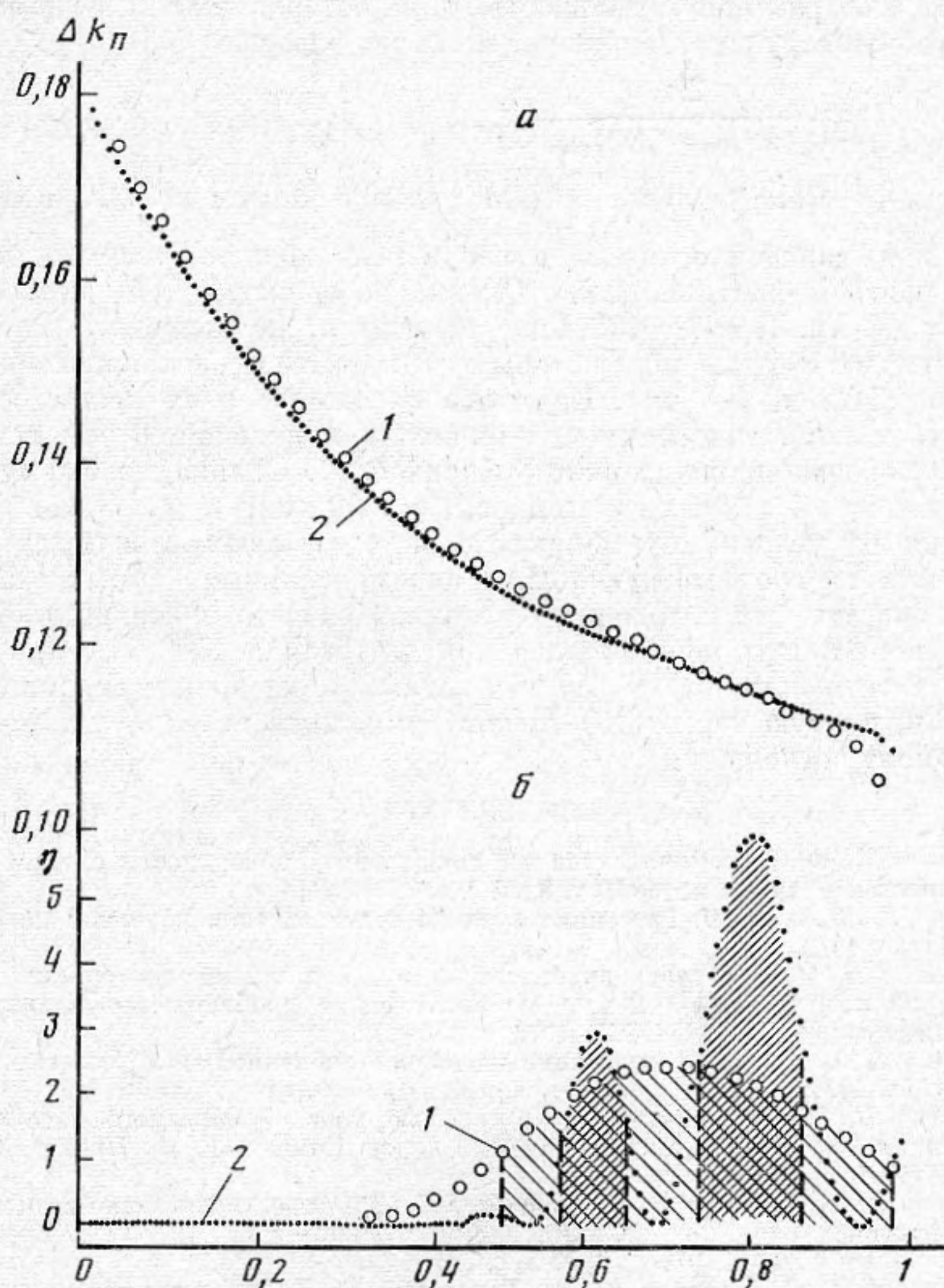
Фиг. 2. а — профиль скорости звука в км/с, который использовался при расчетах, б — уровень поверхностной реверберации в дБ отн. 1 мкПа при  $\Delta t = 1$  с,  $f_0 = 25$  Гц,  $P_0 = 1$  Вт,  $z_1 = z_2 = 120$  м,  $V = 10$  м/с;  $t$ , с — время запаздывания сигнала,  $R = c_0 t / 2$ , км — расстояние дорассеивающего элемента поверхности



Фиг. 3. Уровень поверхностной реверберации при  $\Delta t = 10$  с,  $P_0 = 1$  Вт,  $z_1 = z_2 = 120$  м,  $V = 10$  м/с; 1 —  $f_0 = 25$  Гц, 2 —  $f_0 = 50$ , 3 —  $f_0 = 75$ , 4 —  $f_0 = 100$  Гц

( $t$ ) и расстояние до рассеивающего участка поверхности ( $R = c_0 t / 2$ ). Расчет выполнен для несущей частоты  $f_0 = \omega_0 / (2\pi) = 25$  Гц, глубины источника  $z_1 = 120$  м, мощности источника  $P_0 = 1$  Вт и скорости ветра  $V = 10$  м/с. Поскольку в данном случае выполняется условие  $\Lambda_{\min} > c_0 \Delta t / 2$ , в принятом сигнале полностью воспроизводится пространственная структура квадрата интенсивности зондирующего поля, и наряду с крупномасштабными всплесками (с периодом  $T \approx 70$  с) наблюдаются сравнительно быстрые осцилляции ( $\approx 3$  с) уровня реверберации.

На фиг. 3 представлены аналогичные кривые, рассчитанные для четырех частот — от 25 до 100 Гц и длительности импульса  $\Delta t=10$  с; остальные параметры оставлены без изменения. Как видно из фигуры, увеличение  $\Delta t$  привело к тому, что в сигнале реверберации воспроизводятся лишь крупномасштабные ( $\approx 50$  км) интерференционные всплески зондирующего поля, обусловленные фокусировкой последнего в зонах конвергенции. Средний по большому периоду времени уровень реверберации практически не зависит от частоты изменяется лишь амплитуда всплесков (это



Фиг. 4. Разность продольных волновых чисел соседних мод  $\Delta k_n$ ,  $\text{км}^{-1}$  (а) и относительная интенсивность мод  $\eta$  (б) в зависимости от «нормированного» номера моды  $\nu$ , 1 —  $f_0=25$  Гц; 2 —  $f_0=100$  Гц

справедливо при частотах  $f_0 \gg f_{\text{max}} \approx gc_0 / (4\pi V^2) \approx 10$  Гц, для которых пространственная частота резонансной гармоники ветрового волнения находится справа от максимума функции (16)). Обращает на себя внимание и тот факт, что на более высоких частотах эти всплески наблюдаются дольше, чем на низких.

В рассматриваемом приближении сглаживание крупномасштабной интерференционной структуры в зондирующем сигнале по мере увеличения дальности  $R$  (и уменьшение амплитуды всплесков реверберации при  $t \rightarrow \infty$ ) объясняется несовпадением пространственных периодов биений



$\Delta R_n = 2\pi / |k_n - k_{n-1}|$  различных пар соседних мод (т. е. неэквидистантностью спектра  $k_n$ ). На фиг. 4 представлены значения величины  $\Delta k_n = k_n - k_{n-1}$  и относительной интенсивности  $n$ -й моды вблизи поверхности

$\eta = I_n N / \sum_{n=1} I_n$  в зависимости от «нормированного» номера моды  $\nu = (n - 1/2)/N$  ( $N$  — полное число удерживаемых волноводом мод) для частот 25 и 100 Гц. Характерную дальность  $R^*$ , на которой должна исчезать крупномасштабная структура, можно оценить по формуле

$$(17) \quad R^* \approx \frac{2\pi}{(\Delta k)_{\max} - (\Delta k)_{\min}},$$

где  $(\Delta k)_{\max}$  и  $(\Delta k)_{\min}$  — максимальное и минимальное значения  $\Delta k_n$  в пределах группы мод, дающей основной вклад в поле вблизи поверхности (показаны на фиг. 4, б штриховкой). Оценка по формуле (17) для  $f_0 = 25$  Гц дает  $R^* \approx 360$  км. При  $f_0 = 100$  Гц в отличие от предыдущего случая возбуждаются две группы мод, которым соответствуют два масштаба интерференции (52,2 и 55,4 км). Взаимное наложение этих масштабов будет приводить к периодическому исчезновению и появлению зон конвергенции, что хорошо видно на фиг. 3 (кривая 4). Оценка по формуле (17) для каждой из указанных групп дает  $R^* \approx 2000$  км.

Исходя из условия применимости метода малых возмущений [2] и основываясь на соответствующих экспериментальных данных [12], можно предполагать, что изложенная методика расчета поверхностной реверберации может быть использована при частотах  $f_0 \leq 500$  Гц. При необходимости учесть поглощение звука в воде, которое может возникнуть при  $f_0 \geq 200$  Гц, правую часть (13) нужно домножить на  $\exp(-\alpha c_0 t)$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Курьянов В. Ф. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей. — Акуст. ж., 1962, т. 8, № 3, с. 325–333.
2. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
3. Кудряшов В. М. К расчету акустических полей в волноводах со статистически неровной поверхностью. — В кн.: Математические проблемы геофизики. Вып. 4. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1973, с. 256–272.
4. Галыбин Н. Н. Обратное рассеяние звука взволнованной поверхностью океана. — Акуст. ж., 1976, т. 22, № 3, с. 343–350.
5. Андреева И. Б., Галыбин Н. Н. О прогнозе уровней обратного поверхностного рассеяния. XIV Тихоокеанский научный конгр. Комитет Ф. М.: Произв.-изд. комб. ВИНТИ, 1979, с. 108.
6. Синицын Ю. А., Лейкин И. А., Розенберг А. Д. О пространственно-временных характеристиках ряби при наличии длинных волн. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 5, с. 511–519.
7. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями. — Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т. 16, № 7, с. 1064–1070.
8. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Рассеяние звука на взволнованной поверхности океана. — В кн.: Океанология. Т. 2. Гидродинамика океана. М.: Наука, 1978.
9. Вагин А. В., Мальцев Н. Е. Численные эксперименты по оценке мелкомасштабной интерференционной структуры звукового поля в океане и сравнение лучевых и волновых расчетов. Отчет АКИН АН СССР, 1975.
10. Толстой Н., Клей К. С. Акустика океана. М.: Мир, 1969.
11. Китаigorodский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л.: Гидрометеоздат, 1970.
12. Андреева И. Б. Отражение и рассеяние звука поверхностью океана (обзор). — Вопросы судостроения. Сер. Акустика, 1977, вып. 8, с. 33–48.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
8.X.1980