

УДК 551.463

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОКЕАНИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ, РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВДОЛЬ АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЫ

*Нечаев А. Г., Хилько А. И.*

Исследованы возможности получения океанологической информации распределенных вдоль акустической трассы неоднородностей различного типа при дифференциальной диагностике. Показано, что путем изменения параметров зондирующих сигналов можно осуществить идентификацию неоднородностей различных типов. Обсуждаются возможности измерения параметров океанических неоднородностей.

Как было показано в работе [1], распределение параметров океанических неоднородностей вдоль акустической трассы можно восстановить с помощью метода импульсного стробирования, если возбуждать и принимать узкие группы мод, сильно разнесенные по модовому спектру. В соответствии с [1] при импульсном возбуждении моды с номером  $n$  и приеме моды с номером  $m$  статистически средняя интенсивность регистрируемого сигнала  $\langle |p(t)|^2 \rangle$  как функция времени  $t$  несет информацию о матрице  $\sigma_{nm}(x_z)$ , характеризующей неоднородности, в зависимости от их местоположения  $x_z$  на трассе:

$$\langle |p(t)|^2 \rangle = \frac{2}{\pi k a} |A_s(n)|^2 |A_R(m)|^2 \sigma_{nm}(x_z),$$

где  $A_s(n)$  и  $A_R(m)$  — коэффициенты возбуждения мод источником и приемником,  $a$  — длина трассы,  $k = 2\pi f/c$ ,  $f$  — частота зондирующего поля,  $c$  — скорость звука на оси канала,  $x_z$  — расстояние от рассеивающего участка до источника.

Величины  $x_z$  и  $t$  связаны соотношением  $x_z = v_n v_m \left( t - \frac{a}{v_n} - \frac{T}{2} \right) / |v_n - v_m|$ ,

где  $v_n$ ,  $v_m$  — групповые скорости мод,  $T$  — длительность зондирующего импульса. Размер элемента разрешения по дальности равен  $\Delta x = v_n v_m T / |v_n - v_m|$ . Величина элемента матрицы  $\sigma_{nm}(x_z)$  показывает насколько интенсивность зарегистрированного сигнала (рассеянного на участке  $\Delta x$  из моды  $n$  в моду  $m$ ) меньше по сравнению с интенсивностью сигнала «подсветки» для приемной системы с  $|A_R(n)|^2 = |A_R(m)|^2$ . Связь матрицы  $\sigma_{nm}$  с пространственными функциями корреляции флуктуаций скорости звука и рельефа взволнованной поверхности океана в первом приближении метода возмущений [2] была установлена в [1], однако возможности получения конкретной океанологической информации с помощью рассматриваемого метода в [1] не обсуждались.

В настоящей работе приводится анализ выражения для  $\sigma_{nm}$  с целью оценки возможностей идентификации неоднородностей различного типа и определения их параметров. Так как каждый элемент трассы  $\Delta x$  содержит неоднородности различных типов: объемные флуктуации скорости звука (тонкая термохалинная структура, случайное поле внутренних волн, турбулентность и др.) и флуктуации рельефа взволнованной поверхности моря (ветровое волнение, зыбь), то соответствующая элементу  $\Delta x$  матрица  $\sigma_{nm}$  характеризует общий вклад всех типов неоднородностей. Существование заметных отличий в пространственных и временных характеристиках неоднородностей позволяет выделить вклад отдельных типов неоднородностей путем подбора параметров излучающей и приемной си-

стем. При этом, конечно, необходимо привлекать априорную информацию о структуре функции корреляции неоднородностей. Сама реконструкция неоднородностей вдоль трассы будет заключаться в определении количественных значений параметров (или некоторой их комбинации), описывающих неоднородность. Рассмотрим в качестве примера несколько типичных моделей неоднородностей различных типов.

Объемные неоднородности — для них в [1] получена следующая зависимость:

$$\sigma_{nm}(x_z) = \omega_*^2 c^2 \Delta x \int_0^\infty \int_0^\infty dz_1 dz_2 \frac{\varphi_n(z_1) \varphi_m(z_1) \varphi_n(z_2) \varphi_m(z_2)}{c^3(z_1) c^3(z_2)} \times \\ \times \int_{-\infty}^\infty dx' B(x', 0; z_1, z_2; x_z) \exp[ix'(h_n - h_m)], \quad (1)$$

где  $\varphi_n(z)$  — собственные функции волновода,  $c(z)$  — скорость звука на глубине  $z$ ,  $h_n$  — постоянные распространения мод,  $B(x', y'; z_1, z_2; x_z) = \langle \delta c(x_z + x'/2, y + y'/2, z_1, t) \delta c(x_z - x'/2, y - y'/2, z_2, t) \rangle$  — функция пространственной корреляции флуктуаций скорости звука  $\delta c(x, y, z, t)$ ,  $\omega_* = 2\pi f$ .

Тонкая термохалинная структура скорости звука — функцию корреляции скорости звука для неоднородностей этого типа зададим в виде

$$B(x', y', z_1, z_2, x_z) = \langle (\delta c)^2 \rangle \Phi_1(x', y') \Phi_2(z_1 - z_2) \Phi_3\left(\frac{z_1 + z_2}{2}\right), \quad (2)$$

где  $\Phi_1(0, 0) = 1$ ,  $\Phi_2(0) = 1$ ,  $\Phi_3(z)$  равно 1 при  $z \leq d$ , и 0 при  $z > d$ ,  $d$  — толщина приповерхностного слоя волновода, в котором сосредоточены неоднородности,  $\langle (\delta c)^2 \rangle$  — дисперсия флуктуаций скорости звука. Можно считать  $\Phi_1(x', 0) = \exp(-x'^2/l_x^2)$  и  $\Phi_2(z) = \exp(-z^2/l_z^2)$ . Тогда при  $l_z \ll 2\pi q_n^{-1}$ , где  $q_n^2 = k^2 - h_n^2$ , из (1) с учетом (2) следует

$$\sigma_{nm} \simeq \pi k^2 \Delta x l_x l_z \langle (\delta c/c)^2 \rangle e^{-\frac{l_x^2(h_n - h_m)^2}{4}} \int_0^d dz \varphi_n^2(z) \varphi_m^2(z). \quad (3)$$

Используя ВКБ-приближение [2] для собственных функций волновода в канале с линейным профилем скорости звука  $c(z) = c + \alpha z$ , получим

$$\sigma_{nm}(x_z) = 4\pi k^2 \alpha^2 \Delta x M_{nm}(x_z) / c^2 \theta_n^2(0) \theta_m^2(0), \quad (4)$$

где  $M_{nm}(x_z) = \langle (\delta c/c)^2 \rangle l_x l_z d \exp[-l_x^2(h_n - h_m)^2/4]$  характеризует мощность тонкоструктурных вариаций скорости звука вдоль трассы,  $\theta_n(z) = \arccos[h_n/(2\pi f/c(z))]$  — угол выхода бриллюэновской волны на горизонте  $z$  [2]. Таким образом, диагностика тонкой структуры скорости звука сводится к определению параметра  $M_{nm}(x_z)$ . В соответствии с формулами (3), (4) элемент матрицы при фиксированных углах  $\theta_n$  и  $\theta_m$  достигает максимального значения на частоте  $f_{\max} \simeq 2c/[\pi l_x(\theta_n^2 - \theta_m^2)]$ . Следовательно, путем варьирования частоты излучения  $f$  по максимуму  $\sigma_{nm}$  можно оценить горизонтальный радиус корреляции  $l_x$ .

Оценим возможную величину  $\sigma_{nm}$  при  $\theta_n^2(0) \simeq 0,03$ ,  $\theta_m^2(0) \simeq 10^{-3}$ ,  $T = 0,2$  с,  $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-2}$  1/с,  $c = 1,47$  км/с, что соответствует пространственному разрешению  $\Delta x = 50$  км. При типичных значениях  $l_x \simeq 10^2$  м,  $l_z = 1$  м,  $d = 0,5$  км,  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle \simeq 10^{-9}$  на частоте  $f = 200$  Гц имеем  $\sigma_{nm} \simeq 10^{-5}$ .

Турбулентность — спектр функции корреляции — имеет степенную форму [3]. Для анизотропной турбулентности также можно использовать функцию корреляции (2). Рассмотрим обобщенный степенной спектр изотропной по горизонтали турбулентности

$$\Phi_1(k_x, k_y) = R_1 (k_x^2 + k_y^2)^2 (k_0^2 + k_x^2 + k_y^2)^{-p} \exp[-(k_x^2 + k_y^2)/k_*^2], \quad (5)$$

$$\Phi_2(k_z) = R_2 k_z^{2\mu+1} (k_0^2 + k_z^2)^{-\nu} \exp[-k_z^2/k_*^2],$$

где  $k_0 \ll k_*$ ,  $p > r + 1$ ,  $\kappa_0 \ll \kappa_*$ ,  $\nu > \mu + 1$ . Коэффициенты  $R_1$  и  $R_2$  определяются условиями нормировки  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . При  $k_0^2 \ll (h_n - h_m)^2$  для матрицы  $\sigma_{nm}$  из (1) с учетом (2), (5) получим

$$\sigma_{nm} \approx 2k^2 \Delta x \langle (\delta c/c)^2 \rangle |k_0 / (h_n - h_m)|^{2p-2r-1} k_0^{-1} \exp[-(h_n - h_m)^2 / k_*^2] \times \\ \times \left\{ \Gamma(1/2) \Psi \left[ \frac{1}{2}, \frac{3}{2} + r - p, (h_n - h_m)^2 / k_*^2 \right] \right\} / \times \quad (6) \\ / \Gamma(r+1) \Psi [r+1, r+2-p, (k_0/k_*)^2] \int_0^\infty \int_0^\infty dz_1 dz_2 \varphi_n(z_1) \varphi_m(z_1) \varphi_n(z_2) \varphi_m(z_2) \times \\ \times \Phi_2(z_1 - z_2) \Phi_3 \left( \frac{z_1 + z_2}{2} \right),$$

где  $\Gamma(\cdot)$  — гамма-функция,  $\Psi(\cdot)$  — вырожденная гипергеометрическая функция. В канале с линейным профилем скорости звука для  $\sigma_{nm}$  получим выражение (4), отличающееся видом  $M_{nm}$ :

$$M_{nm} = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left\langle \left( \frac{\delta c}{c} \right)^2 \right\rangle \frac{d}{k_0 \kappa_0} \left[ \left| \frac{\kappa_0}{q_n - q_m} \right|^{2\nu - 2\mu - 1} \exp[-(q_n - q_m)^2 / \kappa_*^2] + \right. \\ \left. + \left| \frac{\kappa_0}{q_n + q_m} \right|^{2\nu - 2\mu - 1} \exp[-(q_n + q_m)^2 / \kappa_*^2] \right] R_{nm}, \quad (7)$$

где

$$R_{nm} = (r+1)(p-r-1)(p-r)(\mu+1)(\nu-\mu-1) |k_0 / (h_n - h_m)|^{2p-2r-1} / [p(2p-2r-1)],$$

когда  $k_* \gg |h_n - h_m| \gg k_0$  и

$$R_{nm} = (r+1)(p-r-1)(\mu+1)(\nu-\mu-1) / [(2r+1)(2p-2r-1)\nu],$$

когда  $k_0 \gg |h_n - h_m|$ ,  $d \gg |q_n - q_m|^{-1}$ ,  $|q_n - q_m| \gg \kappa_0$ .

Таким образом, диагностика турбулентности также сводится к определению мощности турбулентного слоя  $M_{nm}$ , которая в свою очередь определяется набором параметров  $d$ ,  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle$ ,  $k_0$ ,  $\kappa_0$ ,  $p$ ,  $r$ ,  $\nu$ ,  $\mu$  (зависимость от  $\kappa_*$  слабо выражена, так как обычно  $\kappa_* \gg (q_n + q_m)$ ). Если оценка самих величин  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle$ ,  $d$ ,  $k_0$ ,  $\kappa_0$ , а не их комбинации без привлечения дополнительной информации вряд ли возможна, то, как нетрудно видеть из (4) и (7), показатели степени  $(\nu - \mu)$  и  $(\nu - \mu + p - r)$  в принципе могут быть найдены по измерениям частотной зависимости  $\sigma_{nm}(f)$  при фиксированных углах излучения  $\theta_n$  и приема  $\theta_m$ .

Количественная оценка  $\sigma_{nm}$  при типичных значениях  $r=0$ ,  $p=11/6$ ,  $\nu=11/6$ ,  $\mu=-1/2$  [3],  $k_0=0,1 \text{ м}^{-1}$ ,  $\kappa_0=0,1 \text{ м}^{-1}$ ,  $d=0,5 \text{ км}$ ,  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle \approx 10^{-9}$  и тех же, что и выше, параметрах поля и волновода дает  $\sigma_{nm} \approx 4 \cdot 10^{-5}$ . При  $k_0=10^{-3} \text{ м}^{-1}$  и  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle \approx 10^{-8}$  имеем  $\sigma_{nm} \approx 6 \cdot 10^{-7}$ .

Внутренние волны, используя модель Гарретта — Манка для пространственного спектра функции корреляции скорости звука [4], для матрицы  $\sigma_{nm}$  получим

$$\sigma_{nm} = \frac{16j \cdot k^2}{\pi b} \frac{\omega_i}{N_0} \langle \mu_0^2 \rangle \Delta x \int_0^\infty \int_0^\infty dz_1 dz_2 \left[ \frac{N \left( \frac{z_1 + z_2}{2} \right)}{N_0} \right]^3 \times \quad (8) \\ \times \varphi_n(z_1) \varphi_m(z_1) \varphi_n(z_2) \varphi_m(z_2) \int_0^\infty \frac{\kappa \sqrt{k'^2 + (h_n - h_m)^2} \cos \kappa(z_1 - z_2) dk' dx}{\left[ k'^2 + (h_n - h_m)^2 + \frac{\omega_i^2}{N^2(z)} \kappa^2 \right]^2 \left[ \kappa^2 + j^2 \frac{\pi^2 N^2(\bar{z})}{b^2 N_0^2} \right]}$$

где  $N(z)$  — частота Брента — Вайсяля,  $N_0 = N(0)$ ,  $\omega_i$  — инерциальная частота,  $\langle \mu_0^2 \rangle$  — статистически средний квадрат относительных флуктуаций

скорости звука вблизи поверхности воды,  $b = \int_0^\infty dz [N(z)/N_0]$ ,  $\bar{z} = (z_1 + z_2)/2$

/2. В [4] рекомендуется значение  $j_*=3$ . Как видно из (8), в этом случае диагностика сводится к определению параметра  $\langle \mu_0^2 \rangle$ , по величине которого однозначно оценивается плотность энергии внутренних волн на единицу площади.

Количественную оценку ожидаемой величины  $\sigma_{nm}$  сделаем для билинейного канала  $c(z) = c + \alpha|z-b|$ . В приближении ВКБ для собственных функций волновода при  $\theta_n^2 \gg \theta_m^2$ ,  $(\omega_i/N_0)$

$$\sigma_{nm} \approx 32\pi \sqrt{2\pi} \frac{\omega_i}{N_0} \frac{j_* \alpha^2 \Delta x \langle \mu_0^2 \rangle k}{c^2 \theta_n^5 \theta_m^2 (k^2 \theta_n^2 + j_*^2 \pi^2 / b^2)}.$$

Используя значения  $\theta_n$ ,  $\theta_m$ ,  $\alpha$ ,  $T$  (и, следовательно,  $\Delta x$ ), что и выше, на частоте  $f=200$  Гц при  $\langle \mu_0^2 \rangle \approx 10^{-7}$ ,  $\omega_i/N_0 = 10^{-2}$ ,  $b=100$  м получим  $\sigma_{nm} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ . Если  $\theta_n^2 = 0,1$ ,  $T=0,5$  с (при этом имеем то же самое пространственное разрешение  $\Delta x=50$  км), то информационный сигнал существенно ослабляется  $\sigma_{nm} \approx 5,4 \cdot 10^{-6}$ .

Морское волнение — для этого типа нерегулярностей [1]

$$\sigma_{nm}(x_z) = [\varphi_n'(0)]^2 [\varphi_m'(0)]^2 \frac{\Delta x}{8\pi k^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk' W(h_n - h_m, k'; x_z), \quad (9)$$

где  $W$  — пространственный спектр волнения.

Ветровое волнение — для заданной структуры пространственного спектра все характеристики однозначно определяются через скорость  $V$  и направление  $\psi_V$  ветра ( $\psi_V$  — угол между направлением ветра и осью координат  $x$ ). Полагая в среднем по всему элементу разрешения  $\Delta x$  угловое распределение энергии в спектре в угле размером  $\pi$  равномерным и учитывая равенство  $\sigma_{nm}(\psi_V) = \sigma_{nm}(|\psi_V|) = \sigma_{nm}(|\pi - \psi_V|)$  (в этом случае  $\sigma_{nm}$  имеет такое же значение, как и для изотропного волнения), для спектра Пирсона — Московитца [5] при  $f < 0,27gc/V^2 |\theta_n^2 - \theta_m^2|$  получим

$$\sigma_{nm}(x_z) \approx 0,174 A_{nm} [\varphi_n'(0) \varphi_m'(0)]^2 \Delta x V^6(x_z) k^{-2} g^{-3}, \quad (10)$$

где  $A_{nm} = 8,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $g = 9,8$  м/с<sup>2</sup>. Таким образом, по формуле (10) восстанавливается распределение скорости ветра  $V(x_z)$  вдоль акустической трассы.

В канале с линейным профилем скорости звука  $[\varphi_n'(0)]^2 \approx 2\alpha k^2/c$ . Тогда на частоте  $f=200$  Гц при  $V=10$  м/с и  $\Delta x=50$  км имеем количественную оценку  $\sigma_{nm} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ .

Рассмотрим спектр зыби, имеющей вид узкого волнового пучка:

$$W(k_x, k_y) = \frac{2\pi^2 H^2}{\Delta\psi \Delta\omega} \int_{\psi_3 - \frac{\Delta\psi}{2}}^{\psi_3 + \frac{\Delta\psi}{2}} d\psi \int_{\omega_3 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_3 + \frac{\Delta\omega}{2}} d\Omega \left[ \delta\left(k_x - \frac{\Omega^2}{g} \cos \psi\right) \times \right. \\ \left. \times \delta\left(k_y - \frac{\Omega^2}{g} \sin \psi\right) + \delta\left(k_x + \frac{\Omega^2}{g} \cos \psi\right) \delta\left(k_y + \frac{\Omega^2}{g} \sin \psi\right) \right], \quad (11)$$

где  $H$  — среднеквадратическое возвышение,  $\psi_3$  — угол между направлением распространения зыби и осью  $x$ ,  $\omega_3$  — частота зыби,  $\Delta\psi \ll 1$  — ширина углового спектра зыби,  $\Delta\omega \ll \omega_3$  — ширина частотного спектра зыби. Из (9) с учетом (11) для  $\sigma_{nm}$  имеем

$$\sigma_{nm} = \frac{\pi H^2 \Delta x}{4k^2 \Delta\psi \Delta\omega} [\varphi_n'(0) \varphi_m'(0)]^2 \int_{\psi_3 - \frac{\Delta\psi}{2}}^{\psi_3 + \frac{\Delta\psi}{2}} d\psi \int_{\omega_3 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_3 + \frac{\Delta\omega}{2}} d\Omega \times \\ \times \left[ \delta\left(h_n - h_m - \frac{\Omega^2}{g} \cos \psi\right) + \delta\left(h_n - h_m + \frac{\Omega^2}{g} \cos \psi\right) \right]. \quad (12)$$

Согласно (12), элемент матрицы  $\sigma_{nm} \neq 0$  при  $|h_n - h_m| \approx k_3 \cos \psi_3$ , где  $k_3 = \omega_3^2/g$  — волновое число. Следовательно, эффективный обмен энергией между далекими по номерам модами возможен только для определенных

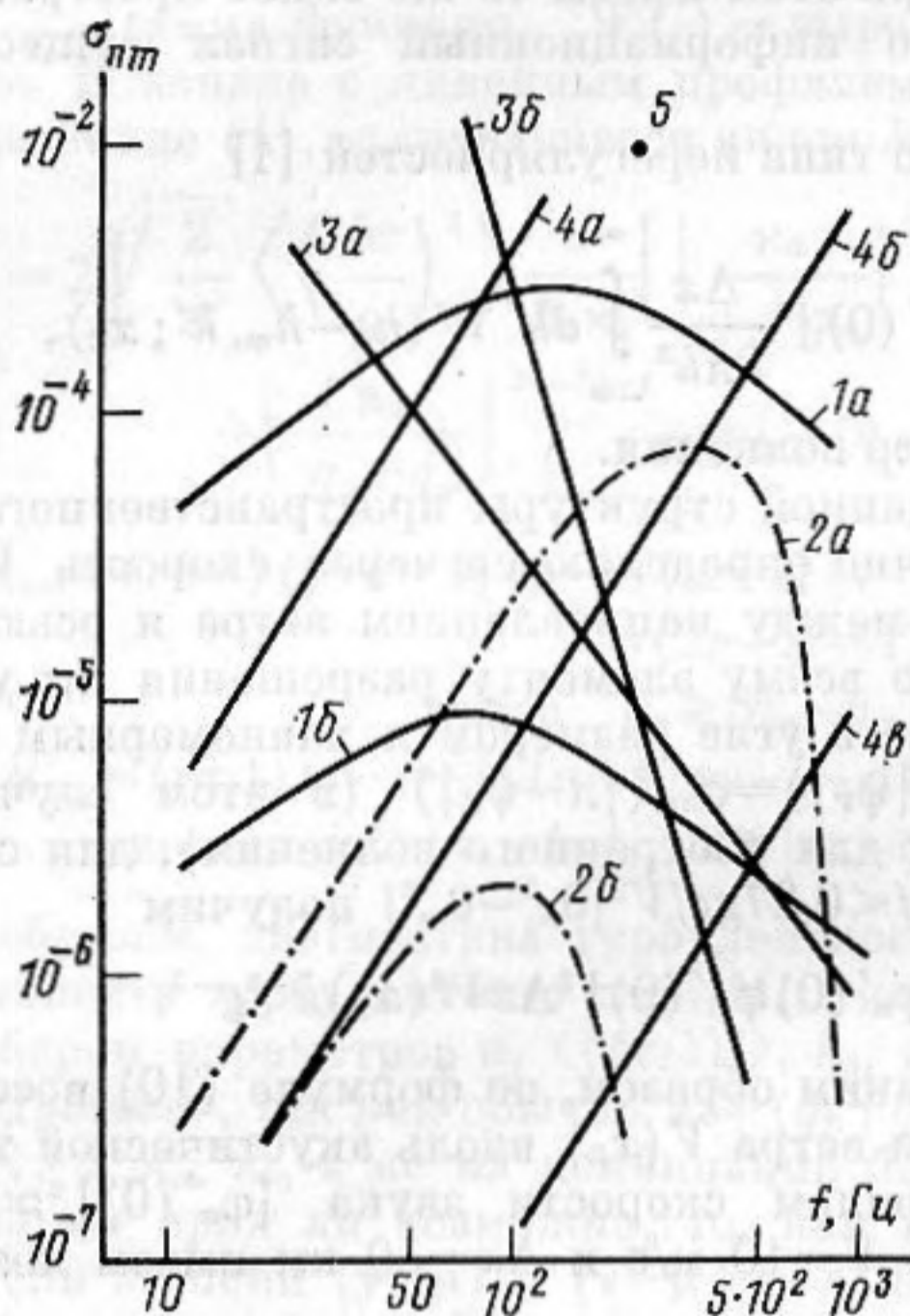
углов  $\psi_3$  (при  $\psi_3 \sim \pi/2$  взаимодействуют близкие моды). В случае  $|h_n - h_m| = k_3 \cos \psi_3$ :

$$\sigma_{nm} \approx [\varphi_n'(0) \varphi_m'(0)]^2 \frac{\pi H^2 \Delta x}{\Delta k^2 k} \beta,$$

где

$$\begin{aligned} \beta &\approx (\Delta \psi |\sin \psi_3|)^{-1} \text{ при } 2\Delta\omega/\omega_3 \Delta\psi \leq |\operatorname{tg} \psi_3| \leq \operatorname{ctg} \Delta\psi, \\ \beta &\approx (2\Delta\omega \cos \psi_3/\omega_3)^{-1} \text{ при } \operatorname{tg} \Delta\psi \leq |\operatorname{tg} \psi_3| \leq [2\Delta\omega/\omega_3 \Delta\psi], \\ \beta &\approx (2\omega_3/\Delta\omega \cos \psi_3)^{1/2}/\Delta\psi \text{ при } \psi_3 \sim 0, \sqrt{2\Delta\omega/\omega_3} \leq \Delta\psi/2, \\ \beta &\approx (2\Delta\omega \sqrt{\cos \psi_3}/\omega_3)^{-1} \text{ при } \psi_3 \sim 0, \sqrt{2\Delta\omega/\omega_3} \geq \Delta\psi/2. \end{aligned}$$

Как видно из приведенных формул, ни вариации угла приема  $\theta_m$ , ни вариации частоты  $f$  не позволяют без дополнительной информации найти



Зависимость элемента матрицы  $\sigma_{nm}$  от частоты при фиксированных углах  $\theta_n^2$  и  $\theta_m^2 \sim 10^{-3}$  и значении  $\Delta x = 50$  км для различных типов неоднородностей; 1 — фоновое поле внутренних волн; а —  $\theta_n^2 \sim 0,03$ ; б —  $\theta_n^2 \sim 0,1$ ; 2 — тонкая термохалинная структура; а —  $\theta_n^2 \sim 0,03$ ; б —  $\theta_n^2 \sim 0,1$ ; 3 — турбулентность; а —  $k_0 \sim 10^{-1} \text{ м}^{-1}$ ,  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle \approx 10^{-9}$ ,  $\theta_n^2 \approx 0,03$ ; б —  $k_0 \approx 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ ,  $\langle (\delta c/c)^2 \rangle \approx 10^{-8}$ ,  $\theta_n^2 \approx 0,03$ ; 4 — ветровое волнение; а —  $V = 20 \text{ м/с}$ ; б —  $V = 10 \text{ м/с}$ ; в —  $V = 5 \text{ м/с}$ ; 5 — зыбь

отдельные параметры зыби. Вся диагностика сводится к определению величин  $H^2 \beta/k_3$  и  $k_3 \cos \psi_3$ .

Численная оценка  $\sigma_{nm}$  при тех же параметрах волновода и длительности зондирующего импульса, что и в предыдущих примерах, на частоте 200 Гц при  $k_3 \approx 0,04 \text{ м}^{-1}$ ,  $\psi_3 \approx 72^\circ$ ,  $\Delta\psi \sim 0,1$ ,  $\Delta\omega/\omega_3 \sim 0,1$ ,  $H = 0,5 \text{ м}$  дает значение  $\sigma_{nm} \sim 10^{-3}$ .

Число элементов матрицы  $\sigma_{nm}$ , которое в общем случае требуется измерить при восстановлении океанологической информации о неоднородностях, определяется количеством параметров неоднородностей. Если неоднородности удастся описать малопараметрической моделью, достаточно измерить один либо два элемента  $\sigma_{nm}$ . Примером такой ситуации является ветровое волнение, для которого достаточно оценить скорость ветра, а также фоновое поле внутренних волн, для характеристики которого можно ограничиться оценкой плотности энергии внутренних волн на единицу площади океана. Если параметров, требующих оценки, несколько, то придется измерять максимально возможное число элементов  $\sigma_{nm}$ , осуществлять варьирование частоты, а также привлекать априорную информацию о неоднородностях.

Из полученных на частоте 200 Гц оценок следует, что в приповерхностном канале наиболее существенный вклад в результирующую величину  $\sigma_{nm}$  вносит ветровое волнение, а в канале с загубленной осью — случайное поле внутренних волн.

Приведенные выше количественные оценки были сделаны для фиксированной частоты зондирующего импульса. Вариация частоты может из-

менить относительную величину вкладов отдельных типов неоднородностей в рассеянный сигнал. Последнее обстоятельство, по существу, является следствием различий в формах пространственных спектров неоднородностей. Чтобы убедиться в этом, построим частотную зависимость  $\sigma_{nm}$  для различных типов неоднородностей. Для этой цели используем выражения (4), (7), (8), (10). Искомые функции для моделей спектра неоднородностей, указанных выше, приведены на фигуре. Из сопоставления кривых на фигуре видно, что при слабом ветре (или в канале с заглубленной осью) при  $\theta_n^2 = 3 \cdot 10^{-2}$  можно выделить диапазон частот свыше 100 Гц, где следует ожидать преимущественного влияния внутренних волн. В диапазоне до 100 Гц наибольший вклад в  $\sigma_{nm}$ , по-видимому, даст турбулентность. При большем разнесении излученных и принятых мод по модовому спектру ( $\theta_n^2 = 0,1$ ) относительный вклад в  $\sigma_{nm}$  объемных неоднородностей заметно ослабляется. При сильном ветре ( $V \geq 10$  м/с) в канале с линейным профилем  $c(z)$  ветровое волнение будет маскировать другие типы неоднородностей.

Выделение отдельных типов неоднородностей требует оптимизации параметров излучающей и приемной систем. В основном оптимизация сводится к поиску оптимальных углов излучения  $\theta_m$  и приема  $\theta_n$ , а также частоты зондирующего поля. Для объемных неоднородностей имеется дополнительная возможность «отстройки» от ветрового волнения и зыби, связанная с использованием сложных сигналов. Действительно, время когерентности волнения  $\tau_v \sim 1$  с (для ветрового волнения  $\tau_v \sim V/g$ ), тогда как время когерентности объемных неоднородностей  $\tau_{об} \geq 10^3 - 10^4$  с. Для зондирующего сложного импульса длительности  $T_n$  (пространственное разрешение  $\Delta x$  определяется длительностью  $T \ll T_n$  сжатого во времени сигнала после согласованной обработки) такого, что  $\tau_v \ll T_n < \tau_{об}$ , энергия сигнала от ветрового волнения уменьшится в  $T_n/\tau_v$  раз по сравнению с сигналом от объемных неоднородностей. Это позволит в рассматриваемом случае выделить информацию об объемных неоднородностях и при сильном ветровом волнении. Чтобы не учитывать расплывание импульса за счет внутримодовой частотной дисперсии, зондирующий сигнал должен быть достаточно узкополосным. В противном случае необходимо использовать специальные фильтры для компенсации внутримодовой частотной дисперсии.

В заключение авторы благодарят Л. С. Долина за интерес к работе и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нечаев А. Г., Хилько А. И. Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // Акуст. журн., 1988. Т. 34. № 2. С. 285–289.
2. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики у океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. С. 262.
3. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океаническая турбулентность. Л.: Гидрометеиздат, 1981. С. 320.
4. Распространение звука во флуктуирующем океане/Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982. 334 с.
5. Pierson W. J., Moskowitz H. A proposed spectral form for fully developed wind sea based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodsky // J. Geoph. Res. 1964. V. 69. № 24. P. 5181–5190.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19.V.1987