

УДК 534+551.463.21

© 1990 г.

Сазонтов А. Г., Фарфель В. А.

О РАБОТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ДИСКРЕТНОЙ АНТЕННЫ  
В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ОКЕАНЕ

Рассматриваются особенности работы горизонтальной линейной приемной антенны в многомодовом акустическом волноводе с учетом случайных неоднородностей океанической среды, приводящих к ограничению когерентных свойств сигнала. Получены и проанализированы выражения для важнейших статистических характеристик линейных антенн в случайном океане. В частности, оценены снижение коэффициента усиления, уширение и дисперсия смещений основного лепестка среднего отклика антенны. Приведены конкретные численные расчеты рассматриваемых эффектов в предположении, что основным источником, вызывающим флуктуации акустического сигнала, является случайное поле внутренних волн.

К настоящему времени достаточно подробно исследованы особенности работы протяженных горизонтальных линейных антенн в регулярном океаническом волноводе [1–3]. Как известно, в реальном океане наряду с регулярными существуют и случайные неоднородности, порождаемые турбулентностью, внутренними волнами, тонкой структурой и рядом других причин. При распространении звука через хаотически-неоднородный океан возникают амплитудно-фазовые флуктуации сигнала и, следовательно, поле на апертуре приемной антенны носит нерегулярный характер. Расфазировка сигнала на апертуре приводит к искажению отклика антенны и к уменьшению усиления в направлении главного максимума. Величина энергетических потерь возрастает по мере увеличения размеров антенной системы, дистанции, проходимой волной, и укорочения рабочей длины волны излучения. Раскорреляция поля в раскрыве вызывает также расширение и случайный сдвиг главного максимума, что приводит соответственно к потерям в разрешающей способности и к ошибкам в определении угловых координат. Отметим, что в отсутствие эффектов регулярной рефракции анализ влияния крупномасштабных флуктуаций показателя преломления на направленные свойства антенны проводился в работах [4–8]. Отклик приемных антенн в волноводе со статистически неровной границей рассматривался в работах [9, 10].

В данной статье изучается влияние объемного рассеяния звука на параметры горизонтальной линейной приемной антенны в глубоководном океаническом волноводе. Выведены и проанализированы основные формулы, позволяющие количественно описать поведение угловой зависимости энергетической части отклика, оценить снижение коэффициента усиления антенны, уширение и дисперсию смещений основного максимума «диаграммы направленности».

Проводимое рассмотрение опирается на методику, использованную в [11], согласно которой влияние крупномасштабных неоднородностей океанической среды учитывается путем введения случайного набега фазы для каждой из распространяющихся нормальных мод. В качестве конкретного примера, иллюстрирующего особенности влияния объемного рассеяния звука на работу приемной антенны, применим общие расчетные соотношения к модели спектра Гаррета–Манка [12], описывающего случайное поле внутренних волн.

Рассмотрим глубоководный океанический волновод, в котором акустический показатель преломления  $n(\mathbf{r}, z)$  ( $z$  — вертикальная координата,  $\mathbf{r} = (x, y)$  — радиус-вектор в горизонтальной плоскости) имеет вид:  $n(\mathbf{r}, z) = n_0(z) + \mu(\mathbf{r}, z)$ . Здесь  $n_0(z)$  — регулярная составляющая, а  $\mu(\mathbf{r}, z)$  — флук-

туационная компонента со средним значением, равным нулю, характеризуемая корреляционной функцией  $B_\mu$ :  $\langle \mu(\mathbf{r}_1, z_1) \mu(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = B_\mu(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|, z_1 - z_2; (z_1 + z_2)/2)$ .

Пусть звуковое поле создается точечным ненаправленным источником, расположенным на глубине  $z_0$  и излучающим тональный сигнал частоты  $\omega_0$ . Прием осуществляется на горизонтальную линейную антенну (ориентированную вдоль оси  $y$ ), состоящую из  $N$  элементов одинаковой чувствительности, расположенных эквидистантно с шагом  $d$  на глубине  $z$ . Будем предполагать, что источник сигнала находится в дальней зоне приемной системы, т. е. на расстоянии  $r$ , удовлетворяющем неравенству  $r \gg L^2/\lambda$ , где  $L = (N-1)d$  — размер апертуры,  $\lambda$  — длина волны звука.

В зоне Фраунгофера звуковое поле давления на  $j$ -м гидрофоне, отстоящем на величину  $y_j = (j-1)d$  от начала антенной решетки, может быть представлено в виде

$$p_j = -\frac{i}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi r}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \sum_{n=1}^M \frac{\varphi_n(z_0) \varphi_n(z)}{\sqrt{\kappa_n}} e^{i\{\kappa_n[r+d \sin \alpha(j-1)] + \psi_n(r, y_j \cos \alpha)\}} \quad (1)$$

Здесь  $\varphi_n(z)$  и  $\kappa_n^2$  — собственные функции и собственные значения регулярного волновода,  $M$  — число незатухающих мод,  $\psi_n$  — случайная фаза, приобретенная модой номера  $n$  при распространении от источника до приемной антенны,  $\alpha$  — угол между направлением на источник и нормалью к антенне. При расчетах будем полагать, что  $\psi_n(r, y)$  подчиняется нормальному закону распределения и основной ее характеристикой служит структурная функция:  $D_n(r, \Delta y) = \langle |\psi_n(r, y) - \psi_n(r, y + \Delta y)|^2 \rangle$ . Сигнал на выходе антенны с равномерным амплитудным распределением, скомпенсированной на угол  $\beta$ , пропорционален величине:

$$U = -\frac{i}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi r}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \sum_{n=1}^M \varphi_n(z_0) \varphi_n(z) \frac{e^{i\kappa_n r}}{\sqrt{\kappa_n}} G_n(\alpha, \beta), \quad (2)$$

где

$$G_n(\alpha, \beta) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp\{i[(\kappa_n \sin \alpha - k \sin \beta)d(j-1) + \psi_n(r, y_j \cos \alpha)]\},$$

$k = \omega_0/c_0$  — опорное волновое число ( $c_0$  — скорость звука на оси канала).

Прежде всего нас будут интересовать энергетические потери усиления антенны в направлении главного максимума ( $\alpha = \beta = 0$ ), обусловленные раскорреляцией сигнала на апертуре. Соответствующее уменьшение выигрыша пространственной обработки определяется формулой (см., например, [13])

$$\Delta = -10 \lg \left[ \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (\rho_s)_{ij} / N^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь  $(\rho_s)_{ij} = \langle p_i p_j^* \rangle / [\langle |p_i|^2 \rangle \langle |p_j|^2 \rangle]^{1/2}$  — коэффициент взаимной корреляции сигнала на выходе  $i$ -го и  $j$ -го гидрофонов. Полагая  $(\rho_s)_{ij} = \rho_s(|i-j|)$  и выполнив суммирование в (3), найдем

$$\Delta = -10 \lg \frac{1}{N} \left[ 1 + \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N-1} (N-i) \rho_s(i) \right]. \quad (4)$$

Далее ограничимся анализом усредненных по достаточно большому масштабу  $\Delta r = 2\pi / \min\{\kappa_n - \kappa_m\}$  энергетических характеристик излучения на выходе антенны. Используя представление (1), для функции  $(\rho_s)_{ij}$  (усредненной по интерференционной структуре) в направлении главного максимума имеем

$$(\rho_s)_{ij} = \sum_{n=1}^M \rho_n \exp \left\{ -\frac{1}{2} D_n(r, d|i-j|) \right\}, \quad (5)$$

где

$$\rho_n = \kappa_n^{-1} \varphi_n^2(z_0) \varphi_n^2(z) / \sum_{n=1}^M \kappa_n^{-1} \varphi_n(z_0) \varphi_n^2(z)$$

— амплитудный вес  $n$ -й моды.

Для вычисления величины  $\Delta$  с помощью (4) необходимо знать структурную функцию фазы  $D_n$  моды номера  $n$ . Соответствующая характеристика может быть непосредственно найдена из исходного уравнения Гельмгольца методом плавных возмущений [14, 15] с использованием ВКБ-приближения для собственных функций  $\varphi_n(z)$ . Результат записывается следующим образом:

$$D_n(r, \Delta y) = \int_0^r dn(\Delta y') dr', \quad \Delta y' = \Delta y \frac{r'}{r},$$

$$d_n(\Delta y') = \frac{8\pi k^2}{\Lambda_n} \int_{z_<}^{z_>} dz \operatorname{ctg} \theta_n(z) / \cos^2 \theta_n(z) \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y d\kappa_z \Phi_\mu(-\kappa_z \operatorname{tg} \theta_n(z), \kappa_y, \kappa_z; z) [1 - \cos(\kappa_y \Delta y')]. \quad (6)$$

Здесь  $\Phi_\mu(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z; z)$  — трехмерный спектр флуктуаций акустического показателя преломления,  $\Lambda_n$  — длина цикла,  $\theta_n(z)$  — угол скольжения бриллюэновской волны на произвольном горизонте  $z$  (при этом  $n_0(z) \cos \theta_n(z) = \text{const}$ ),  $z_>$  и  $z_<$  — соответственно нижняя и верхняя точки поворота, определяемые условием  $n_0(z_<) = n_0(z_>) = \kappa_n/k$ . При конкретных расчетах будем полагать, что основным источником, вызывающим флуктуации акустического сигнала, является случайное поле внутренних волн. В этом случае величина  $\Phi_\mu(\cdot)$  имеет вид [14]:

$$\Phi_\mu(\kappa, j; z) = \frac{2}{\pi} \langle \mu^2(z) \rangle \frac{f_i}{N_0 B} |\kappa| [\kappa^2 + (j\pi f_i / N_0 B)^2]^{-2} j H(j),$$

$$H(j) = H_\infty^{-1} (j^2 + j_*^2)^{-1}, \quad H_\infty = \frac{\pi}{2j_*} \operatorname{cth}(\pi j_*) - \frac{1}{2j_*^2}. \quad (7)$$

Здесь  $\langle \mu^2(z) \rangle$  — дисперсия флуктуаций, зависящая от глубины  $z$ ,  $f_i$  — инерционная частота,  $N(z)$  — частота Вайсяля,  $N_0$  — максимальное значение

$N(z)$ ,  $B_0 = N_0^{-1} \int_0^H N(z) dz$  — характерный масштаб стратификации,  $H$  —

глубина океана,  $j$  — номер моды внутренней волны (при этом  $\kappa_z \approx j\pi N(z) / N_0 B$ ),  $j_*$  — фиксированная константа, равная трем. Величина  $\langle \mu^2(z) \rangle$  связана с регулярным профилем скорости звука и распределением  $N(z)$  соотношением

$$\langle \mu^2(z) \rangle = \langle \xi_0^2 \rangle \frac{N_0}{N(z)} \left( c^{-1} \frac{dc}{dz} - \gamma_A \right)^2,$$

где  $\langle \xi_0^2 \rangle$  — дисперсия смещений частиц жидкости во внутренней волне на горизонте, где  $N(z) = N_0$ ,  $\gamma_A$  — относительный адиабатический градиент скорости звука.

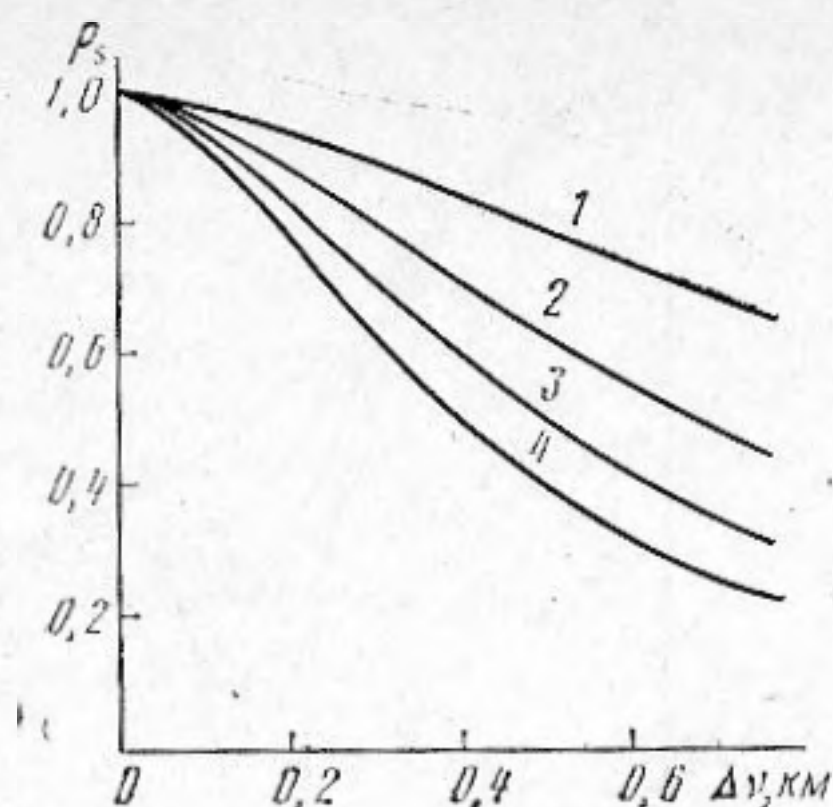
Подстановка спектра Гаррета — Манка (7) в выражение (6) дает:

$$D_n(r, \Delta) = \frac{4k^2}{\Lambda_n} \int_0^r dr' \int_{z_<}^{z_>} dz \frac{\operatorname{ctg} \theta_n(z)}{\cos^2 \theta_n(z)} \langle \mu^2(z) \rangle L_n(z) f_n(z, \Delta y'). \quad (8)$$

В формуле (8) функции  $L_n(z)$  и  $f_n(z, \Delta y')$  определяются следующим образом [16]:

$$L_n(z) = (4/\pi^2) B (f_i N_0 / \omega_L^2) M_\omega^{-1} M_j^{-1} H_\infty^{-1},$$

Рис. 1. Зависимость коэффициента корреляции сигнала от величины горизонтального разнесения  $\Delta y$  при различных расстояниях  $r$  между излучателем и приемником: 1 -  $r=250$  км, 2 -  $r=500$ , 3 -  $r=750$ , 4 -  $r=1000$  км



где

$$\omega_L^2 = f_i^2 + N^2(z) \operatorname{tg}^2 \theta_n(z); \quad M_j^{-1} = \sum_{j=1}^{\infty} j^{-1} (j^2 + j_i^2)^{-1};$$

$$M_\omega^{-1} = 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_L}{f_i} - \frac{f_i}{\omega_L} \right) \ln \frac{\omega_L + f_i}{\omega_L - f_i}$$

и

$$f_n(z, \Delta y') = M_\omega M_j \sum_{j=1}^{\infty} j^{-1} (j^2 + j_i^2)^{-1} \int_{\omega_L}^{N(z)} d\omega \frac{\omega_L^2}{\omega^3} \times \\ \times \left( \frac{\omega^2 - f_i^2}{\omega^2 - \omega_L^2} \right)^{1/2} [1 - \cos((\pi j / N_0 B) (\omega^2 - \omega_L^2)^{1/2} \Delta y')].$$

Приведенные соотношения были положены в основу программы расчета на ЭВМ структурной функции  $D_n(r, \Delta y)$  и коэффициента взаимной корреляции сигнала (5) для различных гидрологий  $c(z)$  и распределений  $N(z)$ .

В качестве примера рассмотрим каноническую модель канала, в которой  $c(z) = c_0 [1 + \varepsilon (e^{-\eta} + \eta - 1)]$ ,  $\eta = 2(z - z_a) / B$  ( $c_0 = 1492$  м/с — скорость звука на оси канала  $z = z_a$ ,  $\varepsilon = 1,14 \cdot 10^{-2}$  В/2 км), а профиль частоты Вьяйсяля изменяется с глубиной по закону  $N(z) = N_0 \exp\{-z/B\}$ , где  $B = 1$  км. На рис. 1 представлены результаты расчета коэффициента корреляции сигнала в зависимости от расстояния  $\Delta y$  вдоль апертуры приемной антенны. Параметром кривых является дистанция, проходимая волной в случайном океане. При вычислениях полагалось  $f_0 = \omega_0 / 2\pi = 250$  Гц,  $z_0 = 100$  м,  $z = 300$  м,  $H = 5$  км,  $N_0 = 5,2 \cdot 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>,  $f_i = 7,3 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup> (для широты  $30^\circ$ ),  $z_a = B = 1$  км,  $\sqrt{\langle \zeta_0^2 \rangle} = 7,3$  м,  $N = 256$ ,  $d = \lambda/2$ . В частности, при  $r = 10^3$  км, характерный радиус корреляции в рассматриваемом случае составляет 400 м. В табл. 1 приведены значения энергетических потерь, вычисленных с помощью (4) в зависимости от расстояния между излучателем и приемной антенной.

Флуктуации параметров океанической среды ухудшают направленные свойства антенны в волноводе, характеризующиеся откликом, определяемым как нормированная по максимуму интенсивность сигнала на выходе антенны в зависимости от углов  $\alpha$  и  $\beta$   $B(\alpha, \beta) = UU^* / \max\{UU^*\}$ . Испол-

Таблица 1

Дистанция, км	250	500	750	1000
Потери, дБ	0,4	0,8	1,2	1,5

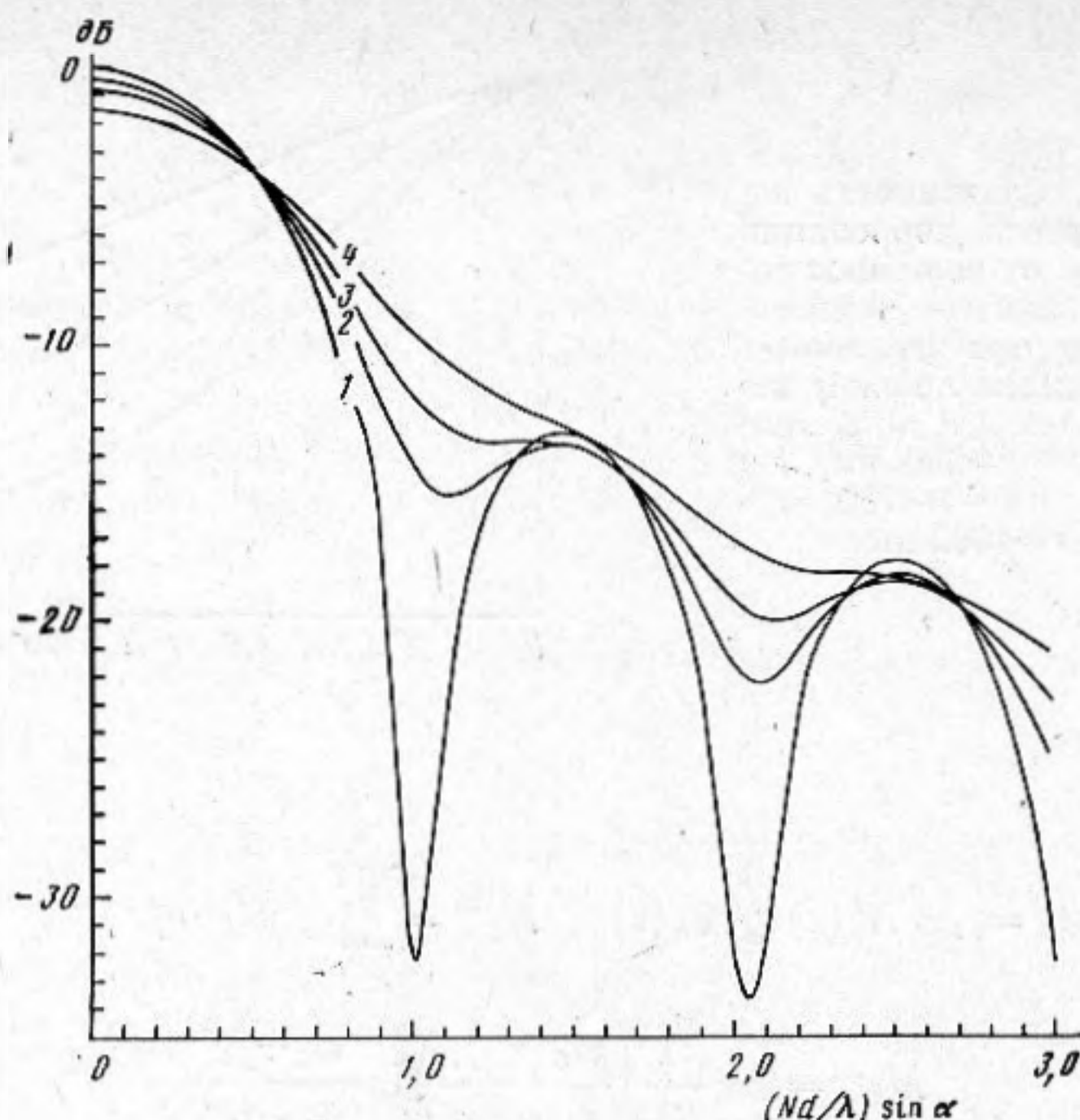


Рис. 2. Поведение угловой зависимости энергетической части отклика антенны: 1 — в отсутствие флуктуаций, 2, 3, 4 — в случайном океане соответственно при  $r=250, 500, 1000$  км

взя (2), для энергетической части  $B(\alpha, \beta)$  имеем

$$B(\alpha, \beta) = \sum_{n=1}^M \rho_n \overline{G_n^2(\alpha, \beta)}, \quad (9)$$

где

$$\overline{G_n^2(\alpha, \beta)} = \frac{1}{N^2} \left\{ N + 2 \sum_{i=1}^{N-1} (N-i) \cos((\kappa_n \sin \alpha - k \sin \beta) di) e^{-\frac{D_n(r, d \cos \alpha)^2}{2}} \right\}.$$

Численный расчет выражения (9) при  $\beta=0$  для канонической модели канала позволил построить графики среднего отклика антенны по мощности (рис. 2). Как видно из приведенных графиков, при увеличении дистанции  $r$  происходит уширение основного лепестка «диаграммы направленности», уменьшается мощность в направлении главного максимума, наблюдается повышение уровня бокового поля. При больших  $r$  исчезает лепестковая структура отклика. Последнее обстоятельство является очевидным, поскольку при увеличении дисперсии флуктуаций фазы волны линейная синфазная система приближается по своим направленным свойствам к изотропному приемнику.

Рассмотрим теперь поведение ширины основного лепестка среднего отклика. Эта величина является важным фактором, определяющим ухудшение разрешающей способности антенны при приеме волны, прошедшей через случайно-неоднородный океан. В табл. 2 приведена зависимость отношения ширины главного лепестка (по уровню  $-3$  дБ) в отсутствие флуктуаций к соответствующей ширине среднего отклика  $(\alpha_{0,5})_0 / \alpha_{0,5}$

Таблица 2

Дистанция, км	250	500	750	1000
$(\alpha_{0,5})_0 / \alpha_{0,5}$	0,93	0,87	0,84	0,79

$\bar{\alpha}_{0,5}$  от дистанции, полученная из графиков рис. 2. Данные этой таблицы указывают на монотонное расширение основного лепестка по мере увеличения длины пути волны в случайном океане.

Искажение фазового распределения вдоль антенны приводит к уходу направления главного максимума. Этот эффект вызывает ошибку в определении угловых координат и поэтому заслуживает специального рассмотрения. Следуя стандартной процедуре (см., например, [7]), для отклонения  $\delta\alpha$  в первом порядке теории возмущений по  $\psi$  приближенно имеем

$$\delta\alpha = \left( \sum_{n,m} J_{nm} \right)^{-1} \sum_{n,m} J_{nm} \alpha_{nm}, \quad (10)$$

где

$$J_{nm} = (\kappa_n \kappa_m)^{-1/2} \varphi_n(z_0) \varphi_n(z) \varphi_m(z_0) \varphi_m(z) e^{i(\kappa_n - \kappa_m)r},$$

$$\alpha_{nm} = \frac{-6}{kd(N^2-1)N} \sum_{j=1}^N \left( j - \frac{N+1}{2} \right) [\psi_n(r, y_j) + \psi_m(r, y_j)].$$

Возведя (10) в квадрат и усреднив результат по ансамблю реализаций случайного поля  $\psi$  (с последующим доусреднением по интерференционной структуре), для дисперсии смещений основного максимума  $\sigma_\alpha^2$  после несложных преобразований найдем:

$$\sigma_\alpha^2 = \sum_{n=1}^M \rho_0 \langle \delta\alpha_n^2 \rangle, \quad (11)$$

где

$$\langle \delta\alpha_n^2 \rangle = \frac{6}{(kd)^2 (N^2-1)^2 N^2} \sum_{j=1}^{N-1} (N-j) (1+2j^2+2Nj-N^2) D_n(r, dj).$$

Численный расчет по формуле (11) для канонической модели канала и приведенных выше значений параметров задачи приводит к результату:  $\sigma_\alpha = 5,6 \cdot 10^{-5} \sqrt{r}$  радиан ( $r$  в км). В частности, при  $r = 10^3$  км величина  $\sigma_\alpha$  составляет 0,1 градуса.

В заключение подчеркнем, что использованное в данной статье представление поля (1) в нерегулярном океаническом волноводе не учитывает процессов обмена энергией между модами [11].

Анализ влияния эффектов межмодовой трансформации на статистические характеристики приемных антенн будет проведен в отдельной работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев В. А. О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 2. С. 227-233.
2. Галаненко В. Б., Гринченко В. Т., Трофименко А. П., Ярмачевич А. М. О горизонтальной направленности антенны в многомодовом волноводе // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 177-182.
3. Кравцов Ю. А., Кузькин В. М. Об излучении антенны в многомодовом волноводе с плавно меняющимися параметрами // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 207-210.
4. Ломакин А. Н. Влияние турбулентной атмосферы на параметры линейной антенны // Электросвязь. 1966. № 8. С. 29-35.
5. Стоцкий А. А. О влиянии атмосферной турбулентности на КНД линейной антенны // РИЭ, 1969. Т. 14. № 3. С. 387-392.
6. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн // М. Сов. радио. 1970. 384 с.
7. Виноградов А. Г., Фейзуллин З. И. Направленные свойства антенн в турбулентной среде // Препринт № 847. М.: Радиотехн. ин-т АН СССР. 1984. 50 с.
8. Арманд Н. А., Кибардина И. Н., Ломакин А. Н. Потери усиления и диаграмма направленности линейной антенны в анизотропной турбулентной атмосфере // РИЭ. 1985. Т. 30. № 3. С. 8-14.
9. Кряжев Ф. И., Кудряшов В. М. Антенна в волноводе со статистически шероховатой границей // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 6. С. 790-796.

10. Кудряшов В. М. Влияние рассеяния акустических волн на отклик вертикальной антенны в волноводе // Тез. IX Всесоюз. конф. по информ. акустике. М.: АКИН. 1987. С. 18-21.
11. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана // М.: Мир, 1969. 304 с.
12. Garrett C. J., Munk W. H. Space-time scales of internal waves: a progress report // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 3. P. 291-297.
13. Лаваль Р., Лабаск И. Влияние неоднородностей и неустойчивости среды на пространственную и временную обработку сигналов // Подводная акустика и обработка сигналов/Под ред. Бьерне Л. М.: Мир, 1985. С. 43-68.
14. Распространение звука во флуктуирующем океане/Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982. 336 с.
15. Вировлянский А. Л., Костерин А. Л. Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 599-605.
16. Esswein R., Flatte S. M. Calculation of the phase-structure function density from oceanic internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 70. № 5. P. 1387-1396.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16.12.88

*A. G. Sazontov, V. A. Farfel*

ON A HORIZONTAL DISCRETE ARRAY OPERATION  
IN A RANDOMLY INHOMOGENEOUS OCEAN

Particularities of a horizontal linear receiving array operation in a multimode acoustic waveguide with random inhomogeneities, which result in a limitation of signal coherent properties, are considered. The expressions for main statistical characteristics of a linear array in a random ocean are obtained and analysed. In particular amplification coefficient reduction, widening and shift dispersion of a main lobe of an array mean response are evaluated. Numerical estimations of the considered effects in the case, when the main reason of acoustic signal fluctuations is a random field of internal waves, are adduced.