

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В МЕЛКОМ МОРЕ© 2023 г. М. А. Раевский<sup>а</sup>, В. Г. Бурдуковская<sup>а</sup>, \*<sup>а</sup>Институт прикладной физики РАН, БОКС-120, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

\*e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 11.11.2022 г.

После доработки 08.12.2022 г.

Принята к публикации 22.12.2022 г.

Исследуется влияние случайных внутренних волн на коэффициент усиления и диаграмму направленности горизонтальной антенной решетки в мелком море. Предложен алгоритм расчета корреляционной матрицы поля точечного источника на апертуре решетки. Коэффициент усиления антенны анализируется для различных методов пространственной обработки: метод ФАР, метод оптимальной линейной обработки и метод оптимальной квадратичной обработки. Влияние внутренних волн на диаграмму направленности описывается дисперсией углового отклика решетки. Приведены результаты численного моделирования для модельного волновода летнего типа и экспоненциального профиля частоты Брента–Вяйсяля. При этом используется эмпирический спектр внутренних волн, предложенный ранее по результатам эксперимента SWARM95. Анализируются зависимости характеристик антенной решетки от числа ее элементов, ориентации по отношению к источнику, частоты излучения и акустических характеристик дна.

*Ключевые слова:* акустический волновод, внутренние волны, мелкое море, декорреляция поля, антенная решетка, алгоритмы обработки

DOI: 10.31857/S0320791922600469, EDN: NEFPDP

## ВВЕДЕНИЕ

Теоретические модели, описывающие статистические характеристики акустических сигналов, распространяющихся в мелком море с флуктуирующими параметрами, имеют не только самостоятельное значение, но и позволяют решать ряд важных прикладных задач [1]. Одним из наиболее значимых приложений является исследование эффективности разработанных ранее методов [2–5] пространственно-временной обработки сигналов с применением линейных либо планарных антенных решеток (АР). Подробно эти вопросы изучались для волноводов, открытых к поверхности, когда основным случайным фактором, влияющим на распространения акустических волн, является ветровое волнение [6–9]. В случае волноводов летнего типа, закрытых от поверхности, ветровое волнение менее значимо и основным источником флуктуаций акустического поля становятся внутренние волны (влияние приливов, течений, фронтальных зон следует рассматривать как динамические процессы). В глубоком океане внутренние волны (ВВ) характеризуются пространственной однородностью статистических характеристик и известная модель Гаррета–Манка [10] достаточно удовлетворительно описывает

случайные ВВ в различных районах Мирового океана. Такая универсальность спектра Гаррета–Манка, по мнению ее авторов, связана с однородными условиями генерации и распространения ВВ в глубоком океане. Наличие модели, описывающей флуктуации скорости звука, обусловленные ВВ, позволило достаточно подробно исследовать их воздействие на тональные и импульсные акустические сигналы в глубоководных звуковых каналах. Обзор соответствующих результатов можно найти в монографии [10]. Аналогичная проблема воздействия ВВ на распространение акустических сигналов актуальна и для мелкого моря. Решение ее для мелководных звуковых каналов представляется существенно более сложным, в первую очередь, из-за разнообразных условий генерации ВВ в мелком море, где они генерируются не только ветровым волнением, но и приливами, течениями. Кроме того, обтекание локальных неровностей рельефа дна в области шельфа порождает цуги ВВ большой амплитуды (солитоны внутренних волн). Хотя такие солитоны являются локальными явлениями, влиянию их на распространение акустических сигналов до сих пор уделялось основное внимание [11–13]. При этом одиночные ВВ рассматривались как регулярные

возмущения волновода, приводящие к вариациям фазы (времени распространения импульса) и амплитуды акустических сигналов при пересечении солитонами акустической трассы. В тоже время длительные гидрофизические наблюдения показывают [1], что наряду с такими солитонами большой амплитуды в мелком море повсеместно присутствует фон менее интенсивных случайных ВВ. Воздействие фоновых ВВ на распространение акустических сигналов изучено сравнительно хуже и ограничивается короткими дистанциями: в экспериментальных исследованиях [14, 15]  $R < 10$  км и теоретических расчетах [16]  $R < 30$  км. При распространении акустических сигналов на протяженных акустических трассах (десятки и сотни километров) влияние фона ВВ накапливается, что может приводить к значительным флуктуациям акустического поля, декорреляции сигнала на апертуре приемных систем и т.д. Для описания этих эффектов необходимо иметь статистическую модель фоновых ВВ (некий аналог спектра Гаррета—Манка для мелкого моря). Подобные спектры обсуждались, например, в работах [17–19]. Использование этих результатов позволяет исследовать эффекты декорреляции акустических сигналов на протяженных акустических трассах (вследствие их многократного рассеяния на флуктуациях скорости звука) и влияние их на характеристики приемных антенн. Именно это является предметом данной публикации. При этом авторы понимают, что предлагаемые в работах [17–19] спектры ВВ могут не иметь универсального характера (из-за региональной изменчивости процессов генерации и распространения), и подобные исследования позволяют сделать лишь предварительный прогноз влияния фона ВВ на когерентность акустических сигналов и эффективность их пространственной обработки в мелком море.

## ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим плоскостойкий волновод с профилем скорости звука закрытым к поверхности, чтобы минимизировать влияние поверхностного волнения. В отличие от глубоководных океанических волноводов, профили мелководных волноводов отличаются большим разнообразием, поэтому проведем анализ для модельного мелководного волновода летнего типа, в котором профили скорости звука и частоты Брента—Вяйсяля задаются аналитическими выражениями. При этом мы не будем учитывать изоскоростной приповерхностный слой, который зависит от условий формирования волновода и имеет толщину порядка 1–10 м.

Будем полагать, что определяемая градиентом плотности  $\rho$  частота Брента—Вяйсяля  $n(z) = \left(\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}\right)^{\frac{1}{2}}$  спадает с глубиной по экспоненциальному закону

$$n(z) = n_0 \exp(-z/B). \quad (1)$$

Воспользуемся для градиента скорости звука  $c(z)$  известным соотношением [10]:

$$c^{-1} \frac{\partial c}{\partial z} = Gn^2 - \gamma_A, \quad (2)$$

где  $\gamma_A = 1.14 \times 10^{-5}$  м – адиабатический градиент скорости звука,  $G = 2.45 \left(\frac{1+0.05r}{1-r}\right)$  и параметр  $r$  характеризует относительную роль солености и температуры для градиента плотности (а значит и  $n(z)$ ). В любой точке океана параметр  $r$  слабо зависит от глубины. Если пренебречь этой зависимостью, то  $c(z)$  и  $n(z)$  связаны между собой. Интегрируя уравнение (2), для профиля скорости звука получим:

$$c(z) = c_0 \left[ 1 + \frac{Gn_0^2 B}{2} \left( \exp\left(-\frac{2z}{B}\right) - 1 \right) + \gamma_A z \right] \quad (3)$$

в диапазоне  $0 \leq z \leq H$  ( $H$  – глубина дна).

Рассмотрим теперь статистическую модель фоновых ВВ. Флуктуации показателя преломления, обусловленные ВВ, обозначим  $\mu$ . Для описания этих флуктуаций в глубоком океане Гарретом—Манком была предложена эмпирическая модель [10], предполагающая, во-первых, изотропность спектра и, во-вторых, аппроксимирующие распределения энергии по частоте и номеру моды. В результате для локального частотно-модового спектра флуктуаций показателя преломления  $F_\mu(\Omega, j, z)$  было получено выражение

$$F_\mu(\Omega, j, z) = \mu_0^2 \left(\frac{n}{n_0}\right)^3 \Phi(\Omega) H(j), \quad (4)$$

где  $\Phi(\Omega) = \frac{4\Omega_i \sqrt{\Omega^2 - \Omega_i^2}}{\pi \Omega^3}$ ,  $H(j) = \frac{2j_*}{\pi} \frac{1}{j^2 + j_*^2}$  – нормированные на единицу частотный и модовый спектры энергии ВВ,  $\Omega_i$  – инерционная частота,  $\mu_0^2$  – дисперсия флуктуаций вблизи поверхности и для параметра  $j_*$  было предложено значение  $j_* = 3$ . Спектры, предлагаемые для описания фоновых ВВ в мелком море, по сути, являются модификациями этой модели. Наиболее последовательно это сделано в работе [18], по результатам длительных наблюдений на океаническом шельфе (эксперимент SWARM95). В результате

для частотного и модового спектров  $\Phi(\Omega)$  и  $H(j)$  были получены зависимости

$$\Phi(\Omega) = N_{\Omega} \frac{\sqrt{\Omega^2 - \Omega_i^2}}{\Omega^2 \sqrt{n^2 - \Omega_i^2 + \Omega^2}}, \quad (5)$$

$$H(j) = N_j \frac{1}{(j^2 + j_*^2)^{p/2}}, \quad (6)$$

где для параметров спектра  $H(j)$  предложены значения  $j_* = 1$  и  $p = 3$  ( $N_{\Omega}$  и  $N_j$  – нормировочные константы). По результатам тех же экспериментов SWARM95 для дисперсии флуктуаций было получено значение  $\mu_0^2 = 2 \times 10^{-6} \dots 4 \times 10^{-6}$ . В дальнейшем мы будем использовать именно эти результаты. Горизонтальный угловой спектр ВВ менее изучен. Волны, обусловленные затуханием солитонов в шельфе [15], имеют высокую степень анизотропии, а ВВ вдали от шельфа, скорее всего, изотропны. В дальнейшем мы будем использовать модель изотропного углового спектра. Применительно к анизотропному полю ВВ полученные далее результаты соответствуют эффектам, усредненным по направлению их распространения относительно акустической трассы.

Рассмотрим акустическое поле, создаваемое точечным источником, расположенным на глубине  $z_{\text{и}}$  в плоскослоистом волноводе. Имея в виду низкочастотный диапазон  $f \leq 500$  Гц, для акустического поля будем использовать модовое описание. Представим поле тонального источника в дальней зоне в виде разложения по нормированным собственным функциям  $\varphi_p(z)$  невозмущенного волновода:

$$p(r, z, t) = \sum_p \frac{a_p \varphi_p(z)}{\sqrt{k_p r}} \exp[i(k_p r - \omega_0 t - \pi/4)]. \quad (7)$$

Здесь  $a_p$  – амплитуды мод,  $k_p$  – волновые числа,  $\omega_0$  – частота излучения,  $r$  – расстояние от источника. При учете затухания в среде распространения волновые числа являются комплексными, в этом случае под  $k_p$  будем понимать его реальную часть и мнимую часть учитывать отдельно. Вследствие флуктуаций скорости звука амплитуды  $a_p(r, t)$  становятся случайными функциями координат и времени. В дальнейшем мы будем анализировать второй момент  $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$ , где  $\langle \dots \rangle$  означает операцию статистического усреднения по ансамблю реализаций случайного поля ВВ. Поскольку нас интересуют статистические характеристики горизонтальной антенны, необходимо вычислить функцию когерентности поля давле-

ния с горизонтальным разнесением точек наблюдения:

$$\langle p(\mathbf{r}_1, z, t) p^*(\mathbf{r}_2, z, t) \rangle = \sum_{p,q} \left\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \right\rangle \times \frac{\varphi_p(z) \varphi_q(z)}{\sqrt{k_p k_q r_1 r_2}} \exp[i(k_p r_1 - k_q r_2)], \quad (8)$$

где  $z$  – глубина АР. Эта функция имеет интерференционную структуру, т.е. меняется квазислучайным образом при изменении дистанции от источника до антенны. Для описания “сглаженных” по интерференционным осцилляциям функций когерентности поля достаточно анализировать автокорреляционные функции мод:

$$N_p(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \left\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_p^*(\mathbf{r}_2, t) \right\rangle \quad (9)$$

(для стационарного поля ВВ и тонального сигнала  $N_p$  не зависит от времени). При этом для “сглаженной” функции когерентности поля получим:

$$\langle p(\mathbf{r}_1, z, t) p^*(\mathbf{r}_2, z, t) \rangle = \sum_p N_p(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \frac{\varphi_p^2(z)}{k_p \sqrt{r_1 r_2}} \times \exp[ik_p(r_1 - r_2)]. \quad (10)$$

Будем полагать, что акустические моды распространяются вдоль оси  $x$ , и анализировать функцию горизонтальной когерентности с поперечным разнесением точек наблюдения

$$N_p(\rho, x) = N_p \left( x, y_1 = -\frac{\rho}{2}, y_2 = \frac{\rho}{2} \right). \quad (11)$$

Для вычисления этой функции воспользуемся результатами работы [20], где был предложен модовый аналог хорошо известного метода плавных возмущений. Как было показано в этой работе, вычисление статистических характеристик нормальных мод сводится к интегрированию корреляционных функций показателя преломления вдоль модовых лучей, т.е. лучей, выходящих из точечного источника с углом скольжения

$$\theta_p = \arccos(k_p/k_0(z_{\text{и}})), \quad (12)$$

где  $k_0(z_{\text{и}}) = \omega/c(z_{\text{и}})$  – локальное значение волнового числа. Используя эти результаты, для функции когерентности  $N_p(\rho)$  можно получить следующее выражение

$$N_p(\rho, x) = \varphi_p^2(z_{\text{и}}) \exp\left(-\frac{1}{2} D_p(\rho, x) - 2|\text{Im} k_p| x\right). \quad (13)$$

Здесь  $D_p(\rho, x)$  – структурная функция флуктуаций фазы, вычисляемая в геометрооптическом приближении вдоль траектории модового луча  $z = z_p(x)$ , соответствующего  $p$ -ой моде.

Используя соотношения для пространственного и частотно-модового спектров флуктуаций

показателя преломления в приближении ВКБ [10], для структурной функции  $D_p(\rho, x)$  можно получить следующую формулу:

$$D_p(\rho, x) = \int_0^x d_p \left[ z_p(x'), \theta_p(x'), \frac{x'}{x} \rho \right] dx', \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & d_p \left[ z_p(x'), \theta_p(x'), \frac{x'}{x} \rho \right] = \\ & = 4k_0^2 \sum_{j=1}^{\infty} \int_{\Omega_L}^{n(z_p(x'))} F_{\mu}(\Omega, j, z_p(x')) \times \\ & \times k_y^{-1} \left[ 1 - \cos \left( k_y \frac{x'}{x} \rho \right) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где  $F_{\mu}(\Omega, j, z_p(x'))$  – частотно-модовый спектр флуктуаций показателя преломления, определяемого формулами (4)–(6), и  $\Omega_L, k_y$  имеют вид:

$$\Omega_L^2(x) = \Omega_i^2 + n^2(z_p(x)) \operatorname{tg}^2(\theta_p(x)), \quad (16)$$

$$k_y = \sqrt{\Omega^2 - \Omega_L^2} / n_0 B. \quad (17)$$

В дальнейшем нас будут интересовать коэффициент усиления и угловая диаграмма направленности горизонтальной АР при ее расположении в дальней зоне по отношению к источнику. Эти характеристики определяются корреляционной матрицей сигнала на апертуре антенной решетки. Будем считать, что АР состоит из  $M$  элементов с межэлементным расстоянием  $d$  и ориентирована в горизонтальной плоскости под углом  $\varphi_A$  в направлении на источник (угол отсчитывается от нормали к апертуре). Будем также полагать, что ось  $x$  проходит через центр антенны, расстояние от источника до центра обозначим  $R$ . При выполнении условия  $R \gg kd^2M^2/8\pi$  можно пренебречь кривизной фазовых фронтов акустических мод, и для элементов корреляционной матрицы сигнала на апертуре АР получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} N_{mn}(R) &= \sum_p \varphi_p^2(z_A) N_p(\rho = d|m-n|\cos\varphi_A, R) \times \\ & \times \exp[ik_p d(m-n)\cos\varphi_A - 2|\operatorname{Im}k_p|R], \end{aligned} \quad (18)$$

где  $z_A$  – глубина АР. При пространственной обработке сигнала удобно использовать нормированную корреляционную матрицу  $\|\tilde{N}_{mn}(R)\|$  с элементами

$$\tilde{N}_{mn}(R) = \frac{N_{mn}(R)}{\sqrt{N_{mm}(R)}\sqrt{N_{nn}(R)}}, \quad (19)$$

соответствующими межэлементным коэффициентам корреляции сигнала. В качестве помехи рассмотрим простейшую модель океанического шума, некоррелированного на элементах АР. Для него нормированная корреляционная матрица является единичной.

Для оценки эффективности пространственной обработки мы выберем коэффициент усиления  $G$ , т.е. величину выходного отношения сигнал/шум (ОСШ), отнесенного к величине ОСШ на одном элементе. Для сравнения будем рассматривать следующие методы пространственной обработки: метод формирования диаграммы направленности (ФАР), компенсированной в направлении на источник (коэффициент усиления  $G_0$ ), метод оптимальной линейной обработки [2] (коэффициент усиления  $G_1$ ) и метод оптимальной квадратичной обработки [3–5] (коэффициент усиления  $G_2$ ). Учитывая нормировку корреляционной матрицы сигнала  $\|\tilde{N}_{mn}\|$  и некоррелированность шума на элементах АР, для этих величин имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} G_0(R) &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \tilde{N}_{mn}(R) \\ & \times \exp[-ik_A d(m-n)\sin\varphi_A], \end{aligned} \quad (20)$$

$$G_1(R) = \lambda_1(R), \quad G_2(R) = \left[ \sum_i \lambda_i^2(R) \right]^{1/2}, \quad (21)$$

где  $k_A = \omega/c(z_A)$ ,  $\lambda_i(R)$  – собственные значения корреляционной матрицы  $\|\tilde{N}_{mn}\|$ ,  $\lambda_1(R)$  – максимальное собственное значение.

Наряду с коэффициентом усиления АР для практических приложений представляет также интерес ее угловая направленность. Учитывая случайный характер акустического поля на апертуре, в качестве основной характеристики направленности АР будем рассматривать дисперсию ее углового отклика  $D(\beta)$  как функцию угла сканирования  $\beta$ . Эта величина также определяется корреляционной матрицей сигнала на апертуре антенны и имеет вид:

$$D(\beta) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \tilde{N}_{mn} \exp[-ik_A d(m-n)\sin\beta]. \quad (22)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На основании приведенных выше формул были проведены численные расчеты коэффициента усиления и углового отклика АР для плоскостоего волновода с профилем скорости звука (3) и экспоненциальным спаданием с глубиной частоты Брента–Вайсяля. При этом выбраны характерные значения  $n_0 = 0.01 \text{ c}^{-1}$ ,  $c_0 = 1500 \text{ м/с}$ ,  $B = 70 \text{ м}$  и глубина дна  $H = 150 \text{ м}$ . Профили  $c(z)$  и  $n(z)$  приведены на рис. 1. Для параметра  $r$  использовано типичное значение [10]  $r = 0.2$ . В качестве модели дна выбрано жидкое полупространство с параметрами, соответствующими неконсолидирован-

ным осадкам (где продольная скорость звука  $c_l$  меняется в диапазоне 1500–1900 м/с) с плотностью  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup> и коэффициентом затухания  $\delta = 0.1$  дБ/км Гц. Для частотно-модового спектра флуктуаций показателя преломления берутся формулы (4)–(6) с параметрами  $\mu_0^2 = 4 \times 10^{-6}$ ,  $j_* = 1$ ,  $\rho = 3$ ,  $\Omega_l = 1.36 \times 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Результаты расчетов приведены для частот излучения  $f = 250$  и 500 Гц. Источник расположен на глубине  $z_{\text{и}} = 50$  м. Антенна с межэлементным расстоянием, равным половине длины волны, расположена вблизи дна ( $z_A = 150$  м). Для числа элементов  $M$  выбраны несколько значений  $M = 51, 101$  и 201, а для угла ориентации АР по отношению к источнику – значения  $\varphi_A = 0^\circ$  и  $15^\circ$ .

Рассмотрим результаты моделирования для частоты  $f = 250$  Гц и донных осадков с продольной скоростью  $c_l = 1550$  м/с. На рис. 2 приведены значения коэффициента усиления АР с различным числом элементов. Видно, что для перпендикулярно ориентированной АР коэффициенты усиления  $G_i$  монотонно спадают с расстоянием, но скорость этого эффекта уменьшается по мере удаления от источника. Этот результат объясняется совместным влиянием затухания акустических мод в донном грунте и накоплением их фазовых флуктуаций вдоль модовых лучевых траекторий. Интенсивность флуктуаций показателя преломления максимальна вблизи поверхности и спадает с глубиной, как следует из (4), по закону  $\exp(-3z/B)$ . Лучевые модовые траектории для мод с высокими номерами имеют верхние точки заворота в области интенсивных флуктуаций показателя преломления, что приводит к относительно быстрому нарастанию флуктуаций суммарного акустического поля на малых расстояниях. Затем вступает в действие эффект затухания энергии мод в дне, который растет с номером моды. В результате “выживают” низшие моды, для которых фазовые флуктуации относительно малы, что, в итоге, приводит к замедлению декорреляции акустического поля и, следовательно, более медленному спаду коэффициента усиления  $G_i$ . Очевидно, что эффекты декорреляции поля максимально влияют на коэффициент усиления длинной АР с числом элементов  $M = 201$ . В этом случае для перпендикулярно ориентированной антенны (в сравнении со значением  $10 \lg M \approx 23$  дБ; т.е. полностью коррелированного сигнала) коэффициенты усиления  $G_0$  и  $G_1$  уменьшаются на 5.5 дБ, а выигрыш квадратичной обработки (отношение  $G_2/G_1$ ) достигает 2 дБ. При  $M = 101$  уменьшение коэффициента усиления  $G_i$  с дистанцией менее существенно (около 3.5 дБ для  $G_0$  и  $G_1$ ) и выигрыш квадратичной обработки не превышает 1 дБ. В случае короткой антенны ( $M = 51$ ) эффекты декорреляции относительно слабо влияют на результаты

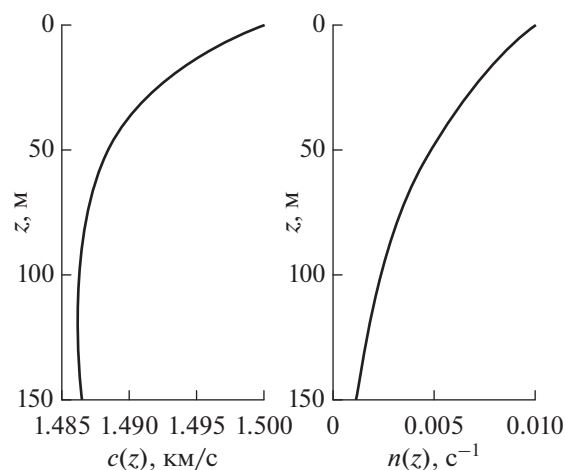
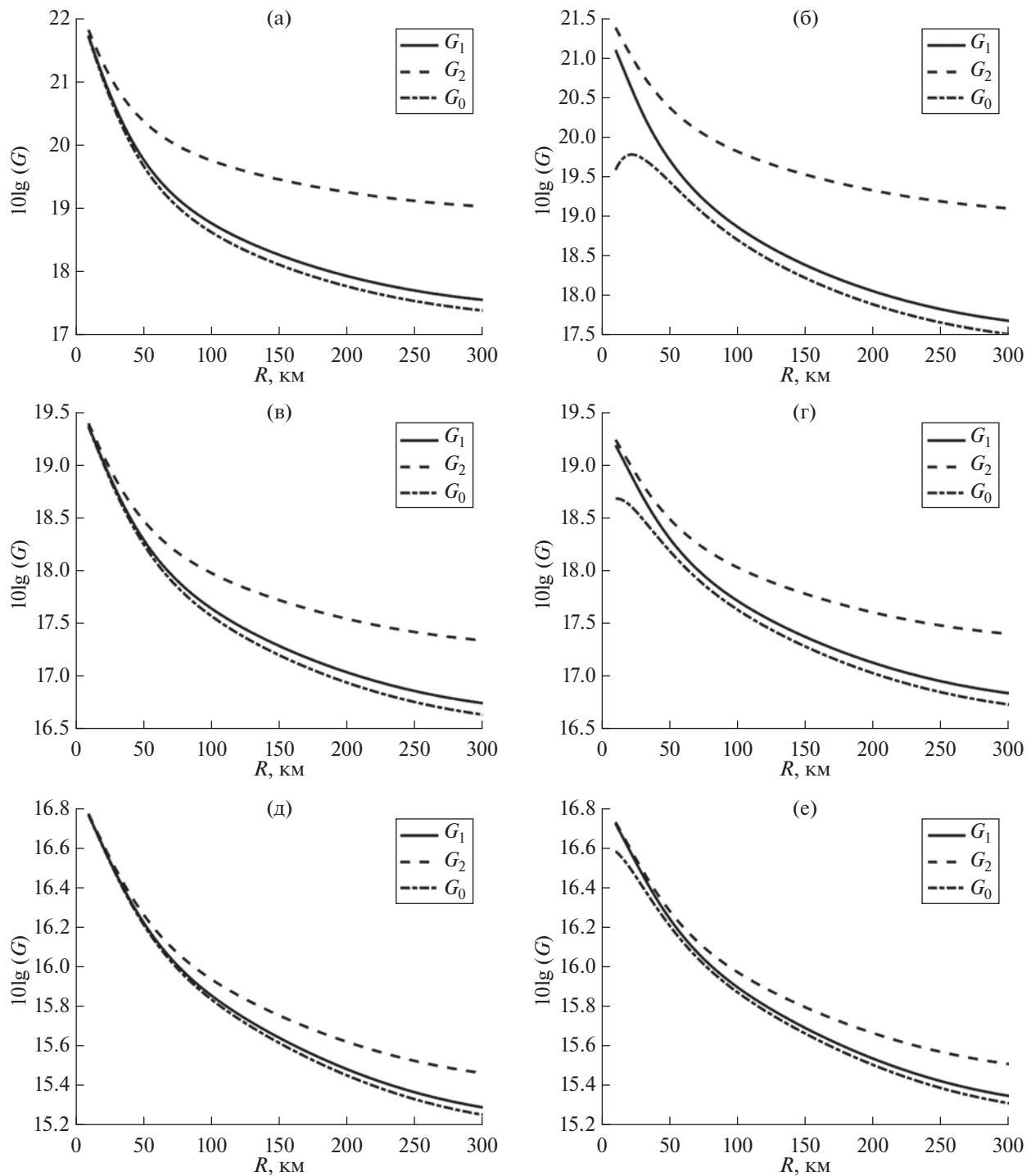


Рис. 1. Профили скорости звука и частоты Брента–Вайсъяля.

пространственной обработки. Для антенны, ориентированной под углом, основное отличие состоит в уменьшении эффективности метода ФАР на малых расстояниях (коэффициент  $G_0$  заметно меньше  $G_1$  и  $G_2$ ). Это объясняется тем, что фазовая компенсация антенны происходит для всех мод с одинаковым волновым числом  $k_A$ , т.е. не учитывает многомодовый характер сигнала. По мере увеличения дистанции, в следствии затухания в дне, модовый спектр сужается и эффективность метода ФАР увеличивается (значение  $G_0$  приближается к  $G_1$ ).

Рассмотрим аналогичные результаты для частоты излучения  $f = 500$  Гц. Соответствующие кривые (также при  $c_l = 1550$  м/с) приведены на рис. 3. Качественно эти зависимости мало отличаются от результатов, полученных для частоты  $f = 250$  Гц, хотя сравнение результатов расчетов указывает на количественные отличия порядка 0.5–1 дБ. Это объясняется двумя конкурирующими факторами: с одной стороны, длина апертуры  $L = dM$  при том же числе элементов для частоты  $f = 500$  Гц вдвое короче, с другой – фазовые флуктуации акустических мод (а значит, и эффекты декорреляции) увеличиваются с ростом частоты акустического поля.

Заметное влияние на величину рассматриваемых эффектов в мелком море могут оказывать также акустические параметры дна. На рис. 4 приведены результаты численного моделирования коэффициентов усиления  $G_i$  для донного грунта со скоростью звука  $c_l = 1800$  м/с и теми же значениями плотности и коэффициента затухания (частота излучения  $f = 250$  Гц). Сравнение их с аналогичными, приведенными на рис. 2 результатами указывает на более значительное уменьшение с расстоянием коэффициентов усиления



**Рис. 2.** Коэффициенты усиления  $G_i$  для частоты  $f = 250$  Гц и донных осадков с продольной скоростью  $c_l = 1550$  м/с с числом элементов (а, б) –  $M = 201$ , (в, г) –  $101$ , (д, е) –  $51$ . Антенна ориентирована (а, в, д) – перпендикулярно к источнику и (б, г, е) – под углом  $\varphi_A = 15^\circ$ .

для перпендикулярно ориентированной антенны, например, при  $M = 201$   $G_0$  и  $G_1$  спадают на 7.5 дБ на расстоянии  $R = 300$  км, а выигрыш квадратичной обработки (отношение  $G_2/G_1$ ) достигает 2.5 дБ. Для АР с числом элементов  $M = 101$  эти

эффекты также увеличиваются: спадание  $G_0$  и  $G_1$  достигает 5 дБ, а выигрыш квадратичной обработки равен 1.5 дБ.

Для антенны, ориентированной под углом к источнику, зависимость коэффициентов  $G_i$  от

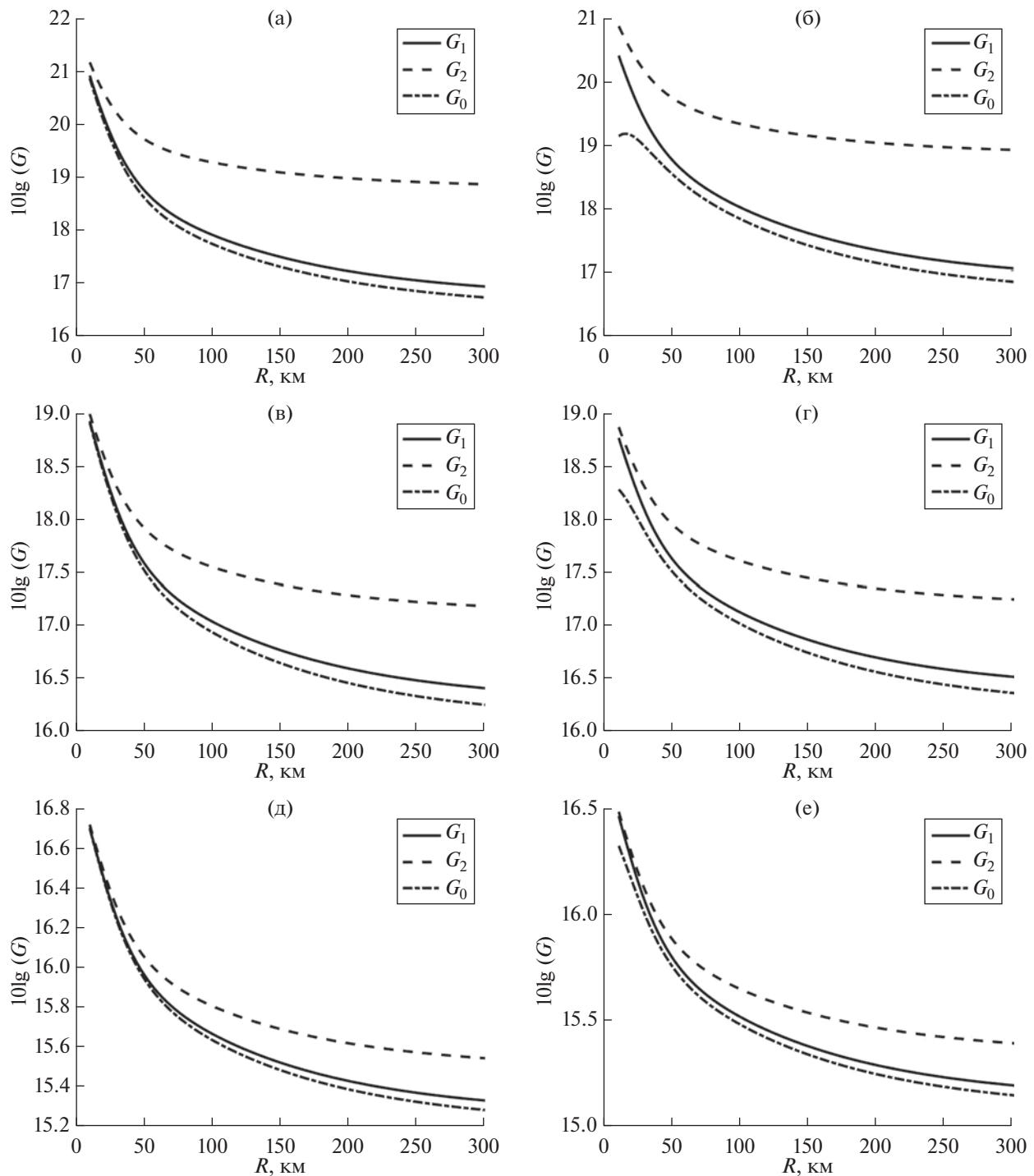


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для частоты  $f = 500$  Гц.

расстояния  $R$  меняется (в сравнении с кривыми, приведенными на рис. 2) не только количественно, но и качественно. Отличие  $G_0$  и  $G_1$  увеличивается до 4 дБ и сохраняется на значительной дистанции (до 200 км). Кроме того, на малом удалении от источника  $R < 50$  км происходит рост коэффициента усиления при оптимальной ли-

нейной обработке  $G_1$ , а выигрыш квадратичной обработки ( $G_2/G_1$ ) достигает 2 дБ уже при  $R = 10$  км. Объяснение всех этих особенностей, как нам представляется, связано с расширением модового спектра при увеличении скорости звука в донном грунте. Вследствие этого уменьшается эффективность метода ФАР, не учитывающего при фазо-

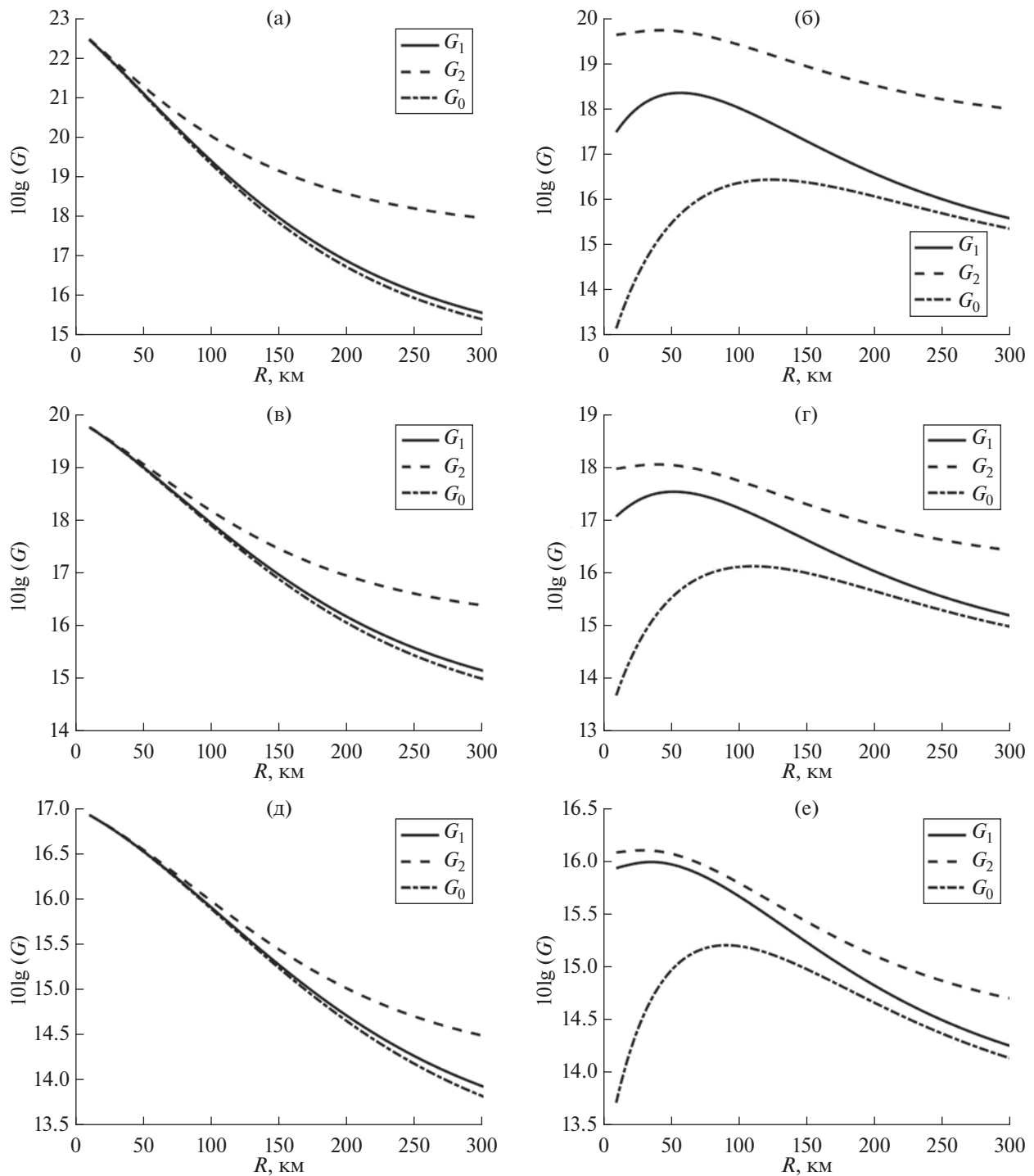
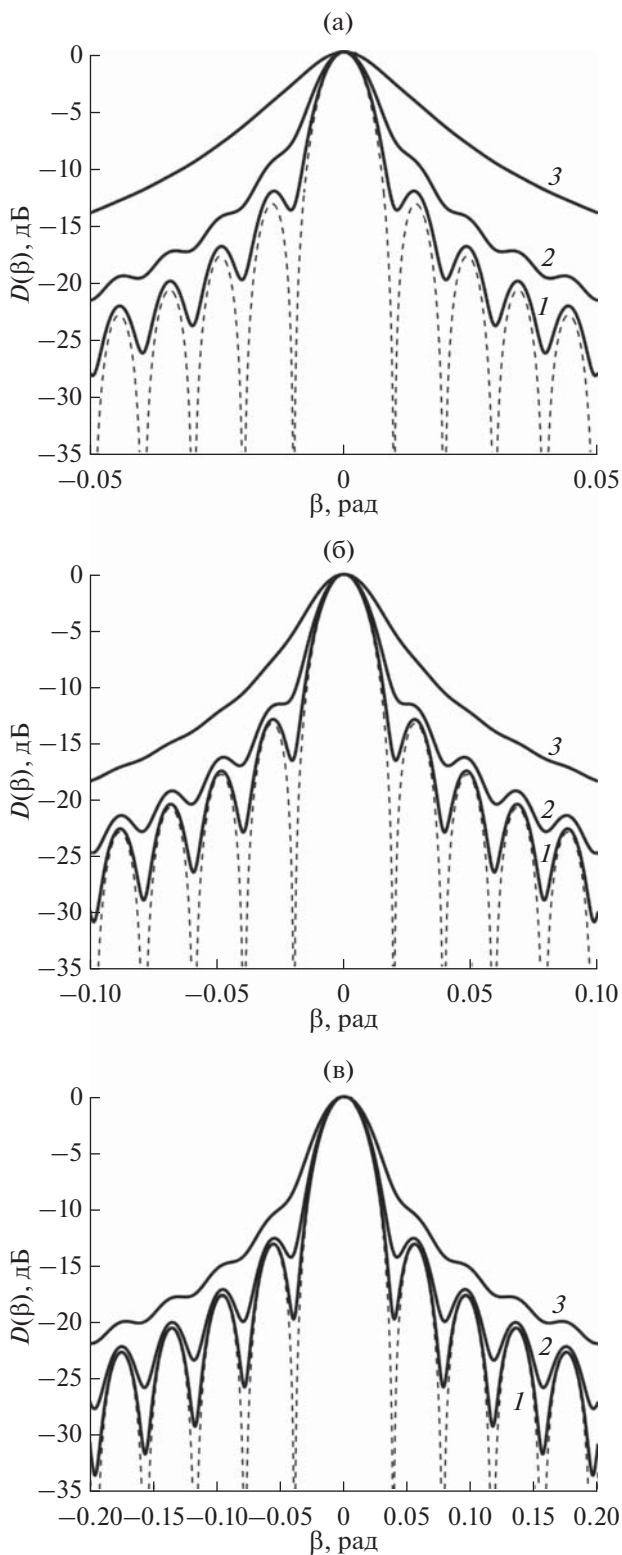


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для донных осадков с продольной скоростью  $c_l = 1800$  м/с.

вой компенсации модовую структуру поля. Амплитудно-фазовое распределение (АФР) на апертуре имеет более сложную структуру и поэтому сравнительно слабые флуктуации мод на малом удалении от источника приводят к заметным искажениям АФР, т.е. снижению эффективности оптимальной линейной обработки и, соответ-

ственно, увеличению выигрыша оптимальной квадратичной обработки. По мере удаления антенны от источника высшие моды затухают и АФР на апертуре становится более плавным, что приводит к локальному повышению эффективности линейной обработки (росту  $G_1$  для дистанции  $0 < R < 50$  км). Следует особо отметить пре-





**Рис. 5.** Дисперсия углового отклика антенны, ориентированной перпендикулярно к источнику, для частоты  $f = 250$  Гц и  $c_l = 1800$  м/с: (а) —  $M = 201$ , (б) —  $M = 101$ , (в) —  $M = 51$ . Кривые 1 соответствуют  $R = 10$ , 2 — 50, 3 — 150 км. Пунктиром обозначены значения для регулярного волновода.

имущество оптимальной квадратичной обработки при ориентации АФР под углом к источнику. Например, при  $M = 201$  коэффициент усиления  $G_2$  превышает  $G_0$  на 3–7 дБ и, соответственно, коэффициент  $G_1$  на 2–3 дБ.

Эффекты декорреляции акустического поля на апертуре влияют не только на коэффициент усиления, но и на направленность антенны. Приведем, в качестве примера, результаты численного расчета дисперсии углового отклика  $D(\beta)$  для перпендикулярно ориентированной АР при частоте излучения  $f = 250$  Гц и донных осадках с параметрами  $c_l = 1550$  м/с,  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>,  $\delta = 0.1$  дБ/км Гц. Соответствующие зависимости для нескольких значений дистанции  $R$  приведены на рис. 5. Видно, что в случае антенны с большой апертурой ( $M = 201$ ) на малом удалении от источника  $R = 10$  км, когда влияние волн относительно мало, угловой отклик АР сохраняет свою многолепестковую структуру. Статистически эффекты проявляются в исчезновении глубоких нулей, которые наиболее чувствительны к фазовым флуктуациям волнового фронта на апертуре. При увеличении дистанции ( $R = 50$  км) достаточно хорошо сохраняется форма главного максимума, а искажения углового отклика АР в основном проявляются в области боковых лепестков — заметно повышается их уровень и практически исчезает их осциллирующая структура. На большом удалении АР от источника ( $R = 150$  км) видно существенное изменение главного максимума — его уширение более чем в два раза и резкое снижение контраста по отношению к уровню бокового поля, что приводит к значительному (на 10 дБ) ослаблению разрешающей способности. Аналогичные, хотя и менее выраженные, искажения углового отклика получены для АР с числом элементов  $M = 101$ . В этом случае на дистанции  $R = 10$  км уменьшается глубина нулей. На дистанции  $R = 50$  км повышается уровень боковых лепестков (хотя осциллирующая структура еще видна) и не меняется форма главного максимума. На большой дистанции  $R = 150$  км ширина главного максимума увеличивается примерно в полтора раза, а его контраст по отношению к боковому полю уменьшается на 5–6 дБ. Для короткой антенны с числом элементов  $M = 51$  влияние ВВ приводит лишь к уменьшению глубины нулей углового отклика и некоторому повышению уровня его боковых лепестков (около 2 дБ) и слабо влияет на главный максимум, т.е. мало значимо для разрешающей способности АР.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании предложенной теоретической модели и результатов численных расчетов показано, что фон случайных ВВ существенно влияет как на коэффициент усиления, так и на диаграм-

му направленности антенны при распространении низкочастотных акустических сигналов на большие расстояния (до 300 км). Наиболее значим этот эффект для АР с большим числом элементов (в нашем случае  $M = 201$ ), для которой ослабление коэффициента усиления с дистанцией вследствие декорреляции сигнала достигает 7–8 дБ. При этом выигрыш оптимальной квадратичной обработки сигнала (в сравнении с линейной обработкой) составляет 2–3 дБ. Для АР с промежуточным числом элементов  $M = 101$  эти эффекты несколько меньше, но также значимы. Для короткой антенны ( $M = 51$ ) ВВ слабо влияют на коэффициент усиления АР. Также продемонстрировано влияние на эти результаты ориентации антенны по отношению к источнику и акустических характеристик дна. Зависимость коэффициента усиления АР от частоты  $f$ , как показало сравнение результатов моделирования с  $f = 250$  и 500 Гц, наоборот, относительно слабая (в пределах 0.5–1 дБ).

Из результатов численного моделирования дисперсии углового отклика следует, что влияние декорреляции сигнала на направленность антенны наиболее значимо для протяженной АР с числом элементов  $M = 201$ . При этом вблизи источника ( $R = 10$  км) происходит исчезновение нулей углового отклика, на средней дистанции  $R \approx 50$  км заметно повышается уровень его боковых лепестков и, наконец, при удалении от источника на дистанцию  $R \approx 150$  км наблюдаются значительное уширение главного максимума и повышение бокового поля, т.е. снижение избирательности АР. При  $M = 101$  наблюдаются аналогичные, хотя и менее выраженные эффекты. Для короткой антенны ( $M = 51$ ) влияние ВВ ограничивается уменьшением глубины нулей и увеличением уровня боковых лепестков.

Наконец, кратко остановимся на сравнении влияния фона ВВ и ветрового волнения на эффективность пространственной обработки в мелком море. Предварительно можно сделать вывод, что воздействие ветрового волнения для волноводов, открытых к поверхности, на коэффициент усиления АР (при различных способах обработки сигнала) все же более значительно, чем влияние фона ВВ для гидрологии летнего типа. Например, в случае короткой АР с числом элементов  $M = 51$  и частоты излучения  $f = 250$  Гц уменьшение коэффициентов  $G_0$ ,  $G_1$  при воздействии ветрового волнения достигает 6 дБ на дистанции  $R = 300$  км, а выигрыш квадратичной обработки составляет 2 дБ [8]. При тех же параметрах задачи и той же модели дна уменьшение коэффициентов  $G_0$ ,  $G_1$  вследствие влияния фона ВВ порядка 3 дБ, а выигрыш квадратичной обработки не превышает 1 дБ. При этом надо понимать, что ВВ оказывают определенное влияние на эффективность обработки

сигнала и для волноводов, открытых к поверхности, а ветровое волнение воздействует на акустические моды с большими номерами в каналах летнего типа. Таким образом, этот важный вопрос требует дальнейшего изучения.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-19-00383.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of shallow water acoustics. New York, Dordrecht, Heidelberg. London: Springer, 2012.
2. *Монзинго Р.А., Миллер Т.У.* Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.
3. *Baker C.R.* Optimum quadratic detection of a random vector in Gaussian noise // IEEE Trans. Commun. VOL.COM-14. 1966. № 6. P. 802–805.
4. *Morgan D.R., Smith T.M.* Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with applications to large-array matched-field // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 2. P. 737–747.
5. *Малеханов А.И., Таланов В.И.* Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.
6. *Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А., Смирнов А.В.* Влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны в условиях мелкого моря // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 501–512.
7. *Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А.* Сравнительный анализ методов пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в канале мелкого моря со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 608–618.
8. *Бурдуковская В.Г., Малеханов А.И., Раевский М.А.* Влияние анизотропного ветрового волнения на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 6. С. 617–625.
9. *Раевский М.А., Бурдуковская В.Г.* Влияние межмодовых корреляций на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в океаническом волноводе со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 625–637.
10. Распространение звука во флуктуирующем океане. Под ред. Флатте С. Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 336 с.
11. *Dossot G.A., Smith K.B., Badiet M., Miller J., Potty G.R.* Underwater acoustic energy fluctuations during strong internal wave activity using a three-dimensional parabolic equation model // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 146. P. 1875.
12. *Katsnelson B., Grigorev V., Badiet M., Lynch J.* Temporal sound field fluctuations in the presence of internal solitary waves in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 126. № 1. P. EL41.
13. *Katsnelson B., Grigorev V., Lynch J.* Intensity fluctuations of midfrequency sound signals passing through

- moving nonlinear internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. № 3. P. EL78.
14. *Wan L., Zhou J.-X., Rogers P.H., Knobles D.P.* Spatial coherence measurements from two L-shape arrays in shallow water // *Acoust. Phys.* 2009. V. 55. № 3. P. 383–392.
15. *Кузькин В.М., Лаврова О.Ю., Пересёлков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д.* Анизотропное поле фоновых внутренних волн на морском шельфе и его влияние на распространение низкочастотного звука // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № I. С. 74–86.
16. *Луньков А.А., Петников В.Г.* Когерентность низкочастотного звука в мелком море при наличии внутренних волн // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 1. С. 65–75.
17. *Lynch J., Jin G., Pawlowicz R., Ray D., Plueddemann A.J.* Acoustic travel-time perturbations due to shallow-water internal waves and internal tides in the Barents sea polar front: theory and experiment // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 99. № 2. P. 803.
18. *Yang T.C., Yoo K.* Internal wave spectrum in shallow water; measurement and comparison with the Garrett-Munk model // *IEEE J. Oceanic Engineering.* 1999. V. 24. № 3. P. 333.
19. *Colosi J.A., Duda T.F., Lin Y.T., Lynch J.F., Newhall A.E., Cornuelle B.D.* Observations of sound-speed fluctuations on the New-Jersey continental shelf in the summer of 2006 // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. V. 131. № 2. P. 1733.
20. *Вировлянский А.Л., Костерин А.Г.* Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах // *Акуст. журн.* 1987. Т. 33. № 4. С. 599–605.