

СОВМЕСТНОЕ ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА КОГЕРЕНТНОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2024 г. М. А. Раевский^а, В. Г. Бурдуковская^{а,*}

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, БОКС-120, 603950 Россия

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

Поступила в редакцию 28.02.2024 г.

После доработки 26.04.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Аналитически и численно исследуется совместное влияние случайных внутренних волн и развитого ветрового волнения на когерентность и эффективность пространственной обработки узкополосных акустических сигналов в мелком море. Предложена теоретическая модель для корреляционной матрицы многомодового сигнала на апертуре горизонтальной антенной решетки (АР), использующая различие пространственно-временных масштабов флуктуаций акустического поля, обусловленных ветровыми и внутренними волнами. Приведены результаты численного моделирования для гидрологических условий в летний период. Коэффициент усиления антенны анализируется для трех методов пространственной обработки: метода ФАР, метода оптимальной линейной обработки и метода оптимальной квадратичной обработки. Основное внимание уделяется зависимости коэффициента усиления АР от интенсивности ветрового волнения и расстояния R между источником и антенной. Показано, что несмотря на гидрологию летнего типа, ветровое волнение может оказывать существенное влияние на коэффициент усиления горизонтальной антенны в широком диапазоне расстояний $R \sim 10\text{--}100$ км.

Ключевые слова: мелкое море, ветровое волнение, случайные внутренние волны, когерентность, многократное рассеяние, горизонтальная антенна, коэффициент усиления

DOI: 10.31857/S0320791924040121 EDN: XFCDUF

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические модели, описывающие флуктуации акустических сигналов в океанических волноводах, имеют как самостоятельное, так и прикладное значение. Эти модели достаточно хорошо разработаны [1] для глубоководных подводных звуковых каналов (ПЗК), где основным фактором флуктуаций акустического поля являются случайные внутренние волны. Аналогичные вопросы для статистических задач распространения звука в мелком море исследованы значительно хуже, что обусловлено как разнообразием флуктуаций среды распространения, так и недостаточной разработкой статистических моделей, описывающих эти флуктуации. Не последнюю роль играет при этом и региональная изменчивость случайных гидрофизических полей в мелком море: внутренних волн, неровностей донного рельефа, неоднородностей

донного грунта и т.д. Даже хорошо изученные спектры ветрового волнения требуют дальнейшего развития для условий распространения звука в области шельфа. Тем не менее, в настоящий момент имеется много экспериментальных данных о флуктуациях среды распространения в мелком море, которые позволяют использовать их для разработки статистической теории акустических сигналов в мелководных звуковых каналах и различных прикладных исследований. Наиболее важным, как нам представляется, является изучение влияния на статистические характеристики акустических сигналов ветрового волнения и случайных внутренних волн — факторов, постоянно присутствующих в типичных гидрофизических условиях. Исходя из этого, в данной работе рассматриваются вопросы влияния ветрового волнения и случайных внутренних волн (наиболее значимых флуктуаций среды) на

статистические характеристики узкополосных акустических сигналов и эффективность их пространственной обработки на апертуре горизонтальных антенных решеток (АР). Ранее аналогичные результаты были получены [2–10] в предположении изолированного воздействия ветрового волнения или внутренних волн (за исключением работ, где рассматривались интенсивность [11] и функции когерентности [12] акустических мод). Здесь мы учтем, что в реальных условиях, как правило, оба фактора воздействия присутствуют одновременно. При этом, как это будет показано далее, результирующее влияние ветрового волнения и внутренних волн не сводится к суммарному эффекту и поэтому требует обобщения полученных ранее результатов на уровне развития теоретической модели, описывающей флуктуации сигнала в звуковом канале с нерегулярной свободной поверхностью и флуктуациями скорости звука. В рамках этой модифицированной модели проведено численное моделирование пространственных корреляционных функций тонального сигнала и коэффициента усиления горизонтальной АР в мелком море с гидрологией летнего типа при различной интенсивности ветрового волнения на фоне внутренних волн. Исследование для летней гидрологии имеет особый интерес, поскольку традиционно считается, что ветровое волнение в этом случае большой роли не играет. Мы покажем, что и корреляционные характеристики акустического поля и коэффициент усиления АР в звуковом канале летнего типа могут существенно (не только количественно, но и качественно) зависеть от интенсивности ветрового волнения.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоскостой акустический волновод с регулярным профилем скорости звука $c(z)$. Предполагаем, что в нем имеются крупномасштабные флуктуации скорости звука $\Delta c(\mathbf{r}, z, t)$ из-за случайных внутренних волн и случайные неровности свободной поверхности $\zeta(\mathbf{r}, t)$, обусловленные ветровым волнением. В качестве модели дна рассматривается полупространство с произвольной плоскостойкой структурой. Имея в виду описание низкочастотных акустических волн (в диапазоне $f \leq 500$ Гц), будем использовать модовое разложение акустического поля. Давление $p(r, z, t)$ в дальней зоне представим в виде суперпозиции нормальных мод плоскостойкого волновода:

$$p(r, z, t) = \sum_{p=1}^N \frac{a_p(r, t) \varphi_p(z)}{\sqrt{k_p r}} \times \exp \left[i \left(k_p r - \omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (1)$$

где ω — частота излучения, $\varphi_p(z)$ — ортонормированные собственные функции, k_p — волновые числа. В отсутствие флуктуаций среды коэффициенты a_p определяются глубиной источника $z_{\text{и}}$ (с точностью до численного коэффициента $a_p = \varphi_p(z_{\text{и}})$). При наличии флуктуаций скорости звука и нерегулярной поверхности коэффициенты разложения $a_p(r, t)$ являются случайными функциями времени t и горизонтальных координат $\mathbf{r}$. Корреляционные характеристики звукового поля описываются парными корреляторами $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю реализаций $\Delta c(\mathbf{r}, z, t)$ и смещение свободной поверхности. Мы ограничимся рассмотрением пространственных функций когерентности модовых амплитуд

$$N_p(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_p^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle, \quad (2)$$

которые позволяют анализировать статистические характеристики акустического поля в волноводе, усредненные по интерференционной структуре [13]. В частности, функции когерентности поля давления с поперечным (по отношению к направлению распространения волны) разнесением точек наблюдения описывается выражением

$$\begin{aligned} & \langle p(x, y_1, z, t) p^*(x, y_2, z, t) \rangle = \\ & = \sum_{p=1}^N (k_p x)^{-1} N_p(x, y_1, y_2, t) \varphi_p^2(z), \end{aligned} \quad (3)$$

где предполагается, что волна распространяется вдоль оси x . В дальнейшем объемные флуктуации Δc и неровности поверхности ζ предполагаются статистически однородными по $\mathbf{r}$ и стационарными, поэтому коррелятор и N_p зависит от аргументов x , $\rho = y_1 - y_2$ и не зависит от времени t (аргумент t в дальнейшем опускается). Флуктуации среды являются крупномасштабными, что позволяет описывать эффекты рассеяния с помощью уравнений переноса. Для функций когерентности $N_p(\rho, x)$ оно получено как в случае флуктуаций скорости звука [13], так и в случае нерегулярной свободной поверхности (при малых значениях параметра

Рэлея) [14]. Для ненаправленного (в горизонтальной плоскости) источника оно имеет вид:

$$\frac{\partial N_p(\rho, x)}{\partial x} = \sum_{p_1} W_{pp_1}(\rho, x) N_{p_1}(\rho, x) - 2\left(\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|\right) N_p(\rho, x). \quad (4)$$

Здесь мнимая часть волнового числа $\operatorname{Im} k_p$ обусловлена затуханием в регулярном волноводе, вероятность перехода $W_{pp_1}(\rho, x)$ и декремент затухания когерентной компоненты γ_p выражаются через спектр поверхностного волнения [14], либо спектр флуктуаций скорости звука [13], обусловленных внутренними волнами. Если сделать естественное предположение о некоррелированности ветрового волнения и фоновых внутренних волн, то их совместное воздействие на акустическое поле будет описываться тем же уравнением (4), где $W_{pp_1}(\rho, x)$ и γ_p являются суммой выражений, соответствующих ветровому волнению и внутренним волнам. Такой подход, в принципе, возможен, но он связан с большим объемом вычислений и, главное, не позволяет дать наглядную физическую интерпретацию получаемых при численном моделировании результатов. Более перспективным представляется использование двухмасштабной модели флуктуаций, основная идея которой обсуждалась в

работе [14]. К сожалению, при этом были сделаны и другие допущения, которые существенно ограничивают применимость полученных ранее результатов. Здесь мы откажемся от этих ограничений, что позволяет получить теоретическую модель, позволяющую описывать корреляционные функции сигнала и исследовать эффективность пространственной обработки на значительном удалении АР от источника (порядка нескольких сотен километров). Основным физическим предположением является разделение флуктуаций акустического поля на медленные, крупномасштабные (обусловленные внутренними волнами), и сравнительно быстрые, мелкомасштабные, причиной которых является ветровое волнение. Первые, для краткости, будем называть низкочастотной компонентой сигнала (НК), а вторые — высокочастотной компонентой (ВК). При этом статистические характеристики ВК обусловлены, в основном, ветровым волнением, поскольку доплеровские сдвиги частоты и углы рассеяния из-за внутренних волн малы и не оказывают значимого влияния на формирование корреляционных функций и энергии мод ВК. Поэтому для высокочастотной компоненты функция когерентности $N_p(\rho, x)$ описывается уравнением переноса (4), где $W_{pp_1}(\rho, x)$ и γ_p выражаются через пространственный спектр ветрового волнения $B(k_x, k_y)$:

$$W_{pp_1}(\rho, x) = \frac{\pi}{2k_p k_{p_1}} \left(\frac{d\phi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\phi_{p_1}}{dz} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B(k_p - k_{p_1}, k_y) \cos\left(k_y \frac{x}{R} \rho\right) dk_y, \quad (5)$$

$$\gamma_p = \frac{1}{2k_p} \left(\frac{d\phi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(k_p - \eta \cos \theta, \eta \sin \theta) d\theta, \quad (6)$$

где $d\phi_p/dz$ — производные собственных функций на поверхности, $k_0 = \omega/c(0)$.

Важно отметить, что в случае ветрового волнения уравнения (4) (6) описывают не только взаимодействие между всеми модами, локализованными в волноводе, но и излучение их энергии за критический угол волновода. Этот эффект анализируется как взаимодействие мод дискретного и сплошного спектров и учитывается в формуле (6) для декремента γ_p (подробнее см. [14]). В результате уравнение переноса (4) учитывает взаимодействие (из-за ветрового волнения) между всеми модами дискретного спектра, а также их взаимодействие со всеми модами сплошного спектра.

Пространственно-временные флуктуации НК являются медленными и крупномасштабными, как и сами внутренние волны, характерные частоты которых всегда меньше частоты Вайсяля $N(z)$ (т.е. $10^{-3} \dots 10^{-2} \text{ с}^{-1}$), горизонтальные масштабы корреляции порядка $10^3 \dots 10^4 \text{ м}$, а вертикальная индикатриса рассеяния существенно меньше критического угла волновода. Все это позволяет описывать флуктуации НК с помощью модового аналога [15] метода плавных возмущений (МПВ). При этом вводится понятие модовых лучей, т.е. лучей, выходящих из источника с углами скольжения $\theta_p = \arccos\left(\frac{k_p c(z_u)}{\omega}\right)$. Функции когерентности

модовых амплитуд $N_p(\rho, x)$ выражаются через структурную функцию фазовых флуктуаций $D_p(\rho, x)$ (вычисляемых вдоль траекторий модовых лучей в геометрикооптическом приближении):

$$N_p(\rho, x) = \varphi_p^2(z_u) \exp\left(-\frac{1}{2} D_p(\rho, x)\right), \quad (7)$$

причем в [15] предполагалось, что энергия мод сохраняется. В нашем случае этот метод требует обобщения, поскольку из-за ветрового волнения

$$\tilde{N}_p(\rho, x) = \varphi_p^2(z_u) \exp\left[-\frac{1}{2} D_p(\rho, x) - 2\gamma_p x - 2|\operatorname{Im} k_p| x\right] + N_p(\rho, x) - \varphi_p^2(z_u) \exp\left[-2\gamma_p x - 2|\operatorname{Im} k_p| x\right], \quad (8)$$

где $N_p(\rho, x)$ — решение уравнения переноса (4) с коэффициентами $W_{pp_1}(\rho, x)$ и γ_p , соответствующими ветровому волнению. Полученное выражение допускает наглядную физическую интерпретацию: первое слагаемое описывает низкочастотную компоненту сигнала, обусловленную внутренними волнами, но учитывает и влияние ветрового волнения на энергию акустических мод, второе слагаемое соответствует высокочастотным флуктуациям акустических мод из-за ветрового волнения и является решением уравнения переноса (4) с коэффициентами (5), (6) для рассеянной компоненты поля (поэтому из $N_p(\rho, x)$ вычитается вклад когерентной компоненты). Важно при этом отметить, что эффекты декорреляции сигнала, обусловленные внутренними волнами и ветровым волнением,

и затухания в дне возникает эффект ослабления энергии акустических мод, который формулой (7) не учитывается. С хорошей точностью этот эффект можно учесть, используя декремент затухания $\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|$, где γ_p имеет вид (6). В итоге для функций когерентности модовых амплитуд при совместном воздействии на акустическое поле внутренних волн и ветрового волнения получим формулу:

не являются аддитивными, поскольку энергия мод для низкочастотной компоненты сигнала зависит от уровня ветрового волнения.

Для получения конкретных результатов необходимо уточнить статистические модели флуктуаций, обусловленных ветровым волнением и фоновыми внутренними волнами. Будем предполагать, что ветровое волнение является развитым, и для его частотного спектра будем использовать спектр JONSWAP [16], полученный в ходе широкомасштабных натурных экспериментов. Угловой спектр волнения будем считать изотропным. В этом случае, используя дисперсионное соотношение для гравитационных волн $\Omega(k) = \sqrt{gk}$, для коэффициентов уравнения переноса из формул (5), (6) получим выражения:

$$\gamma_p = \frac{g^2}{8\pi k_p} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega) \Omega^{-3} d\phi, \quad (9)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[(k_p - \eta \cos \phi)^2 + \eta^2 \sin^2 \phi \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (10)$$

$$W_{pp_1}(\rho, x) = \frac{g^2}{8k_p k_{p_1}} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{p_1}}{dz} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^3} \cos\left(k_y \frac{x}{R} \rho\right) dk_y, \quad (11)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left(k_y^2 + (k_p - k_{p_1})^2 \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (12)$$

Флуктуации показателя преломления, обусловленные фоновыми внутренними волнами, будем также считать изотропными в горизонтальной плоскости и характеризовать локальным частотно-модовым спектром $F_\mu(\Omega, j, z)$. Для него ранее [1] было получено выражение

$$F_\mu(\Omega, j, z) = \mu_0^2 \left(\frac{n}{n_0} \right)^3 \Phi(\Omega) H(j) \quad (13)$$

где $\Phi(\Omega)$, $H(j)$ — нормированные на единицу частотный и модовый спектры энергии внутренних

волн, $n(z)$ — профиль частоты Брента–Вайсяля, n_0 — ее характерное значение, μ_0^2 — дисперсия флуктуации показателя преломления вблизи поверхности.

Спектры, предлагаемые для описания фоновых внутренних волн в мелком море, по сути, являются модификациями известной модели Гаррета–Манка. Наиболее последовательно это сделано в работе [17], по результатам длительных наблюдений на океаническом шельфе (эксперимент SWARM95), которые позднее были верифицированы в эксперименте SW06 [18]. В результате для частотного и модового спектров $\Phi(\Omega)$ и $H(j)$ были предложены зависимости

$$\Phi(\Omega) = N_\Omega \frac{\sqrt{\Omega^2 - \Omega_i^2}}{\Omega^2 \sqrt{n^2 - \Omega_i^2 + \Omega^2}}, \quad (14)$$

$$d_p \left[z_p(x'), \theta_p(x'), \frac{x'}{x} \rho \right] = 4k_0^2 \sum_{j=1}^{\infty} \int_{\Omega_L}^{n(z_p(x'))} F_\mu(\Omega, j, z_p(x')) k_y^{-1} \left[1 - \cos\left(k_y \frac{x'}{x} \rho\right) \right] d\Omega, \quad (17)$$

где $F_\mu(\Omega, j, z_p(x'))$ — частотно-модовый спектр флуктуаций показателя преломления, определяемого формулами (13)–(16), и Ω_L , k_y имеют вид:

$$\Omega_L^2(x) = \Omega_i^2 + n^2(z_p(x)) \operatorname{tg}^2(\theta_p(x)), \quad (18)$$

$$k_y = \sqrt{\Omega^2 - \Omega_L^2} / n_0 B, \quad (19)$$

$z_p(x)$ — траектория модового луча, $\theta_p(x)$ — его угол скольжения.

Данная теоретическая модель позволяет рассчитывать корреляционную матрицу сигнала на апертуре АР и тем самым прогнозировать эффективность его пространственной обработки в

$$N_{mn}(R) = \sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) \tilde{N}_p(\rho = d | m - n | \cos \varphi_A, R) \exp[ik_p d (m - n) \sin \varphi_A], \quad (20)$$

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

$$\bar{N}_{mn}(R) = \frac{N_{mn}(R)}{\sqrt{N_{mm}(R)} \sqrt{N_{nn}(R)}}, \quad (21)$$

$$H(j) = N_j \frac{1}{(j^2 + j_*^2)^{p/2}}, \quad (15)$$

где для параметров спектра $H(j)$ предложены значения $j_* = 1$ и $p = 3$ (N_Ω 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.

Используя соотношения для пространственно- и частотно-модового спектров флуктуаций показателя преломления в приближении ВКБ [1], для структурной функции $D_p(\rho, x)$ можно получить следующую формулу:

$$D_p(\rho, x) = \int_0^x d_p \left[z_p(x'), \theta_p(x'), \frac{x'}{x} \rho \right] dx', \quad (16)$$

различных океанологических условиях (в частности, при произвольных профилях скорости звука и частоты Брента–Вайсяля).

Будем полагать, что горизонтальная эквидистантная АР с межэлементным расстоянием d , равным половине длины волны, находится на глубине z_A . Горизонтальное расстояние от источника до центра антенны обозначим R , угол ее ориентации (по отношению к источнику) φ_A произволен. Антенна находится в дальней зоне и кривизной фазового фронта акустических мод на ее апертуре можно пренебречь. Для этого необходимо выполнение условия $R \gg k_p d^2 M^2 / 8\pi$, где M — число элементов АР. В этом случае для элементов корреляционной матрицы сигнала на апертуре АР получим следующее выражение:

соответствующими межэлементным коэффициентам корреляции сигнала. В качестве помехи рассмотрим 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 [19]

$$G_0(R) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \bar{N}_{mn}(R) \exp[-ik_A d(m-n) \sin \varphi_A], \quad (22)$$

$$G_1(R) = \lambda_1(R), \quad G_2(R) = \left[\sum_i \lambda_i^2(R) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (23)$$

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

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На основании предлагаемой теоретической модели были проведены численные расчеты пространственной когерентности сигнала и коэффициентов усиления АР, соответствующих различным способам пространственной обработки. Численное моделирование проводилось для горизонтально однородного (в отсутствие ветрового волнения и внутренних волн) волновода летнего типа. При этом, как и в работе [10], использовался модельный волновод, в котором профили скорости звука и частоты Брента–Вяйсяля задаются аналитическими выражениями:

$$n(z) = n_0 \exp(-z/B), \quad (24)$$

$$A(z) = c_0 \left[1 + \frac{G n_0^2 B}{2} \left(\exp\left(-\frac{2z}{B}\right) - 1 \right) + \gamma_A z \right], \quad (25)$$

где $\gamma_A = 1.4 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ – адиабатический градиент скорости звука, $G = 2.45 \left(\frac{1 + 0.05r}{1 - r} \right)$ и для параметра r , который характеризует относительную роль солености и температуры, выбрано типичное значение $r = 0.2$. Моделирование проводилось для волновода с глубиной дна $H = 150 \text{ м}$ и параметрами $B = 70 \text{ м}$, $n_0 = 0.01 \text{ с}^{-1}$, $c_0 = 1500 \text{ м/с}$.

Соответствующие профили $n(z)$ и $c(z)$ приведены на рис. 1. Для частотно-модового спектра

(коэффициент усиления G_1) и метод оптимальной квадратичной обработки [20, 21] (коэффициент усиления G_2). Учитывая нормировку корреляционной матрицы сигнала $\|\tilde{N}_{mn}\|$ и некоррелированность шума на элементах АР, для этих величин имеем следующие выражения:

флуктуаций показателя преломления (обусловленных внутренними волнами) использовались формулы (13)–(15) с параметрами $j^* = 1$, $p = 3$, $\mu_0^2 = 4 \times 10^{-6}$, а для инерционной частоты значение $\Omega_i = 9.6 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, что соответствует широте 40° (региону проведения экспериментов SWARM 95 и SW06). В качестве модели дна использовалось жидкое полупространство, с плотностью $\rho = 2 \text{ г/см}^3$ и коэффициентом затухания $\delta = 0.1 \text{ дБ/км Гц}$. Для скорости звука в дне c_l рассматривались значения: $c_l = 1800 \text{ м/с}$, типичное для неконсолидированных осадков, и $c_l = 2200 \text{ м/с}$ (полуконсолидированные осадки).

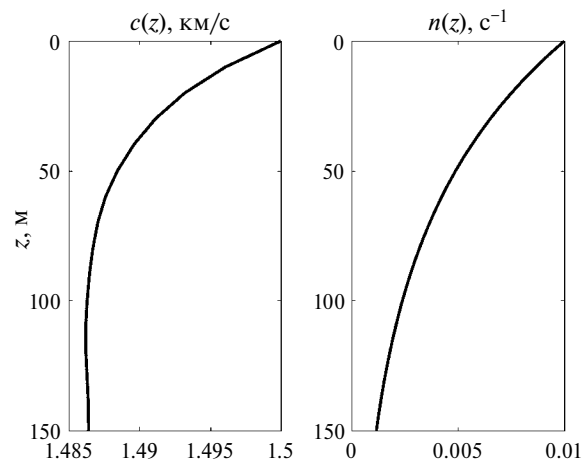


Рис. 1. Профили скорости звука и частот Брента–Вяйсяля.

Расчеты проводились для частоты излучения $f = 250 \text{ Гц}$, при этом источник располагался на глубине $z_{\text{и}} = 50 \text{ м}$ или вблизи поверхности ($z_{\text{и}} = 15 \text{ м}$). Приемная АР со стандартным межэлементным расстоянием, равным половине длины волны ($d = 3 \text{ м}$),

расположена вблизи дна на глубине $z_A = 150$ м и ориентирована по отношению к источнику либо перпендикулярно ($\varphi_A = 0$), либо под углом $\varphi_A = 30^\circ$.

При моделировании предполагалось, что уровень и статистические характеристики фона внутренних волн (а значит, и флуктуаций показателя преломления) остаются неизменными, а интенсивность ветрового волнения может меняться в зависимости от метеорологических условий. Для последних рассмотрены три ситуации: скорость ветра V равна нулю (ветровое волнение отсутствует), умеренное волнение ($V = 10$ м/с), сильное волнение ($V = 15$ м/с).

Рассмотрим вначале результаты расчетов для коэффициента поперечной корреляции $K(\rho, R)$ сигнала на горизонте расположения АР, который, в основном, и определяет эффективность его пространственной обработки на апертуре горизонтальной антенны. Значение $K(\rho, R)$, усредненное по интерференционной структуре (либо непосредственно в предположении некоррелированности мод), вычисляется по формуле:

$$K(\rho, R) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) \tilde{N}_p(\rho, R)}{\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) \tilde{N}_p(0, R)}. \quad (26)$$

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов коэффициента корреляции при различной скорости ветра V и нескольких значениях расстояния R между источником и антенной. Слева приведены расчетные кривые для неконсолидированных осадков, справа — для полуконсолидированных осадков (глубина источника $z_{\text{и}} = 50$ м). Видно, что, несмотря на гидрологию летнего типа, ветровое волнение оказывает существенное влияние на когерентность акустического поля. Это отражается и на уровне остаточных корреляций (соответствующих большим значениям ρ), и на значении эффективного масштаба корреляции $L_{\text{кор}}$ (на уровне e^{-1}). Например, для дистанции $R = 10$ км уровень остаточных корреляций без ветрового волнения (когда они обусловлены фоновыми внутренними волнами) равен 0.7–0.8, при умеренном волнении равен 0.2–0.3, при сильном волнении 0.1–0.15. Ветровое волнение значительно влияет и на эффективный масштаб корреляции. Например, на дистанции $R = 100$ км ветровое волнение, как следует из результатов расчетов, в 1.5–2 раза уменьшает масштаб корреляции сигнала в сравнении со случаем фоновых внутренних волн (то есть $V = 0$).

Объяснение отмеченного выше влияния ветрового волнения на когерентность акустического поля сигнала для канала с летней гидрологией связано с высшими модами, которые эффективно рассеиваются на ветровом волнении и, хотя также эффективно затухают в дне, в итоге оказывают значительное влияние на когерентность многомодового сигнала.

Сравнение результатов расчетов для полуконсолидированных и неконсолидированных осадков показывает, что зависимости коэффициента корреляции от скорости ветра V и дистанции R близки, но и имеются некоторые количественные различия, которые в основном проявляются на коротких дистанциях. Как нам представляется, это объясняется тем, что профиль волновода и его глубина при проведении этих расчетов не меняются. Поэтому структура и дисперсионные характеристики мод с фазовыми скоростями $c_p < 1800$ м/с изменяются незначительно, а высшие моды, которые появляются при увеличении скорости звука в дне (для них $1800 < c_p < 2200$ м/с) сравнительно быстро затухают и оказывают влияние на коэффициент корреляции лишь на коротких дистанциях $R < 50 \dots 100$ км. Эффективный масштаб корреляции при всех значениях скорости ветра монотонно уменьшается при увеличении расстояния R между антенной и источником. В случае умеренного и сильного волнения при изменении R от 50 до 200 км $L_{\text{кор}}$ меняется в сравнительно узком диапазоне $(20 \dots 35)\lambda$ (для частоты $f = 250$ Гц длина волны $\lambda = 6$ м). Интересно при этом отметить, что $L_{\text{кор}}$ для дистанции $R = 50$ км в этом случае равен $(25 \dots 35)\lambda$, что неплохо совпадает с хорошо известным значением $L_{\text{кор}} = 30\lambda$ ("Carey number"), которое было предложено [22, 23] при обобщении результатов экспериментов в мелком море для диапазона частот $f = 300 \dots 400$ Гц и на дистанциях $R < 50$ км. Если быть более точным, W. Carey предложил для масштаба корреляции диапазон $(20 \dots 40)\lambda$, а "Carey number" является средним значением для этого интервала.

В отсутствие ветрового волнения для масштаба корреляции на расстоянии от источника $R = 50$ км получаем оценку $L_{\text{кор}}$ порядка 40λ (при этом необходимо исключить вклад остаточных корреляций, обусловленных когерентной компонентой поля). Это значение также соответствует предложенному W. Carey диапазону $(20 \dots 40)\lambda$. Разумеется, более обстоятельное сравнение предлагаемой модели с экспериментальными данными требует отдельного исследования. В этом плане отметим работу [23],

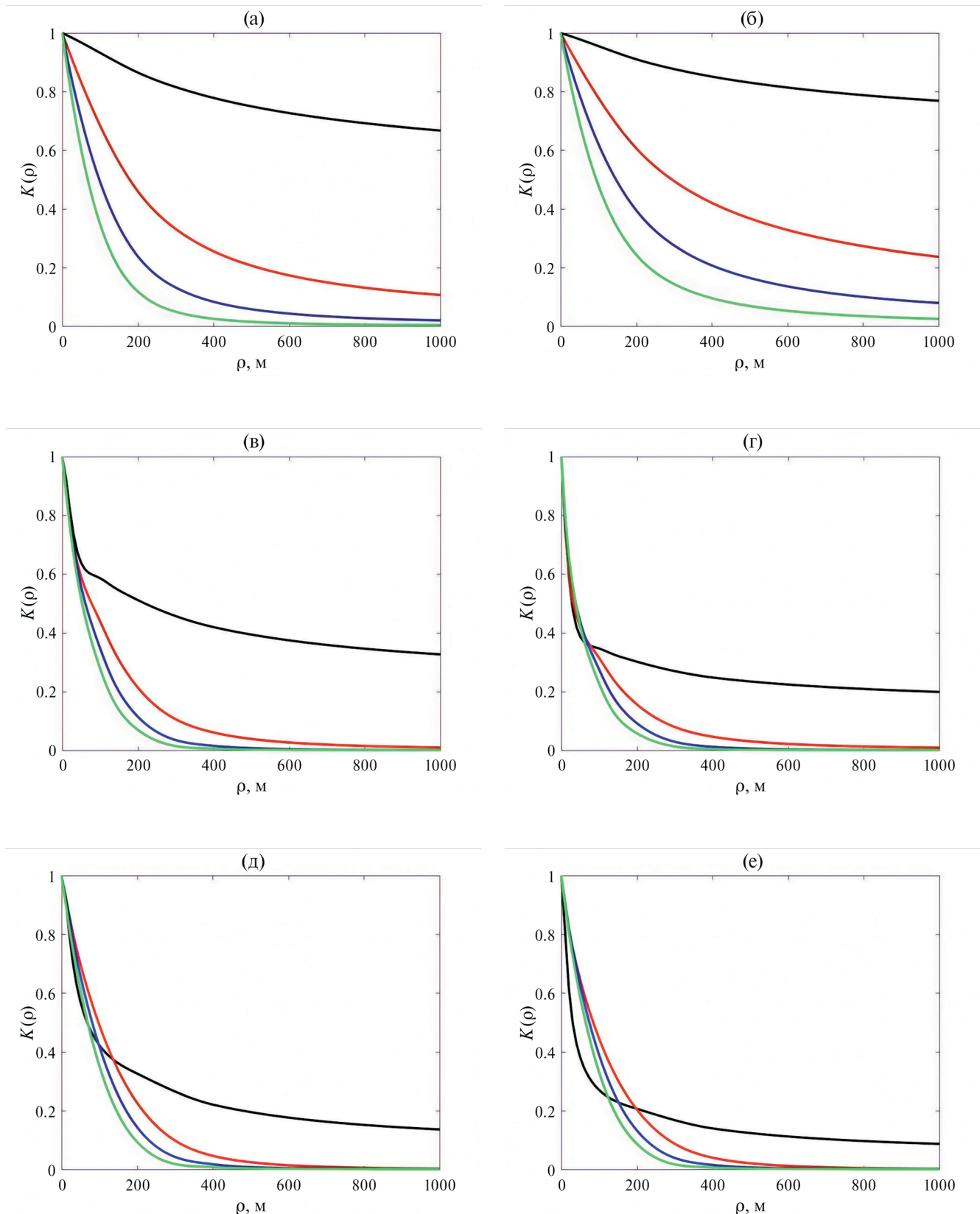


Рис. 2. Коэффициент поперечной корреляции при скорости ветра (а, б) — $V = 0$, (в, г) — $V = 10$ м/с и (д, е) — $V = 15$ м/с на расстоянии $R = 10$ км (черная кривая), $R = 50$ км (красная), $R = 100$ км (синяя), $R = 200$ км (зеленая). (а, в, д) — Неконсолидированные донные осадки, (б, г, е) — полуконсолидированные.

где проводилось подобное сравнение для функции когерентности и коэффициента усиления антенны (с использованием метода ФАР). При проведении численных расчетов авторы рассматривали модельные гауссовы функции корреляции как для неровностей границы волновода, так и для объемных флуктуаций. Расчет функции когерентности низкочастотных сигналов и коэффициента усиления АР проводился в рамках теории адиабатических мод, хотя при выбранных значениях масштаба корреляции ветрового волнения и неровностей дна (50 м) и горизонтального масштаба флуктуаций скорости звука (100 м) необходимо учитывать взаимодействие мод и применимость адиабатического приближения весьма проблематична. Таким образом, вопрос об адекватной теоретической модели, описывающей когерентность акустических сигналов в мелком море, остается открытым.

Рассмотрим теперь результаты численного моделирования для коэффициента усиления горизонтальной АР с различным числом элементов. На рис. 3 приведены результаты численных расчетов коэффициента усиления антенны, соответствующих методу ФАР (G_0) и оптимальным методам обработки сигнала (G_1 и G_2) для АР с числом элементов $M = 201$, т.е. длиной антенны $L = 100\lambda$, в случае неконсолидированных осадков и глубины источника $z_{\text{и}} = 50$ м. Из результатов расчетов следует, что ветровое волнение существенно влияет не только на количественные значения коэффициента усиления G_i , но и на характер его зависимости от расстояния между АР и источником. Следует при этом отметить, что влияние ветрового волнения максимально на сравнительно малом удалении АР от источника $R < 50...100$ км. Это объясняется влиянием высших и средних мод, у которых фазовые скорости c_p превышают скорость звука на поверхности $c(0)$. Эти моды интенсивно рассеиваются на ветровом волнении, но при увеличении длины акустической трассы затухают и остаются низшие моды, которые имеют $c_p < c(0)$ и экспоненциально малы вблизи поверхности волновода. Когерентность этих мод определяется объемными флуктуациями, т.е. внутренними волнами. Именно поэтому, значения коэффициентов G_i (как это следует из результатов моделирования) слабо реагируют на уровень ветрового волнения при большом удалении АР от источника ($R \sim 200...300$ км).

Рассмотрение выигрыша оптимальных методов обработки в сравнении с методом ФАР показывает, что для перпендикулярно ориентированной антенны G_1 и G_0 практически совпадают, а G_2

превышает G_0 на 2 дБ. В случае антенны, ориентированной под углом к источнику, G_0 существенно проигрывает (до 8 дБ) оптимальным методам на малом удалении АР от источника, но при увеличении дистанции значения G_0 приближаются к G_1 (этот эффект объясняется затуханием высших мод и увеличением, вследствие этого, эффективности фазовой компенсации для метода ФАР [3]). Выигрыш квадратичной обработки G_2/G_1 при $\varphi_A = 30^\circ$ растет с увеличением скорости ветра и достигает 2.5 дБ.

Результаты моделирования для короткой антенны с числом элементов $M = 51$ (т.е. длиной антенны $L = 25\lambda$) представлены на рис. 4, из них следует, что и в этом случае влияние ветрового волнения, в основном, проявляется на сравнительно малых расстояниях $R < 50...100$ км. На большем удалении АР от источника значения коэффициента усиления для каждого способа обработки сигнала также слабо зависят от скорости ветра и угла ориентации антенны. Хотя основные закономерности, отмеченные выше, сохраняются, но влияние флуктуаций среды на коэффициент усиления короткой АР сравнительно мало. К примеру, для перпендикулярно ориентированной антенны выигрыш квадратичной обработки не превышает 0.5...1 дБ, а изменения G_i при удалении АР от источника менее 4 дБ.

Из результатов моделирования также следует, что на когерентность и эффективность пространственной обработки сигнала может существенно влиять глубина источника. В качестве примера приведем данные численных расчетов в случае неконсолидированных осадков и источника, расположенного вблизи поверхности ($z_{\text{и}} = 15$ м) для антенны с числом элементов $M = 201$. Результаты этих расчетов приведены на рис. 5. Из сравнения их с аналогичными при $z_{\text{и}} = 50$ м (см. рис. 3) видно, что изменились и сами значения коэффициентов усиления G_i и их зависимости от дистанции, отличия достигают 2 дБ. Выигрыш квадратичной обработки в сравнении с линейной также увеличился и достигает 2...3 дБ. Влияние ветрового волнения в этом случае более значительно, поскольку источник, расположенный вблизи поверхности, не возбуждает низшие моды волновода и, соответственно, в модовом спектре сигнала повышается вклад средних и высоких мод, которые эффективно рассеиваются на ветровом волнении.

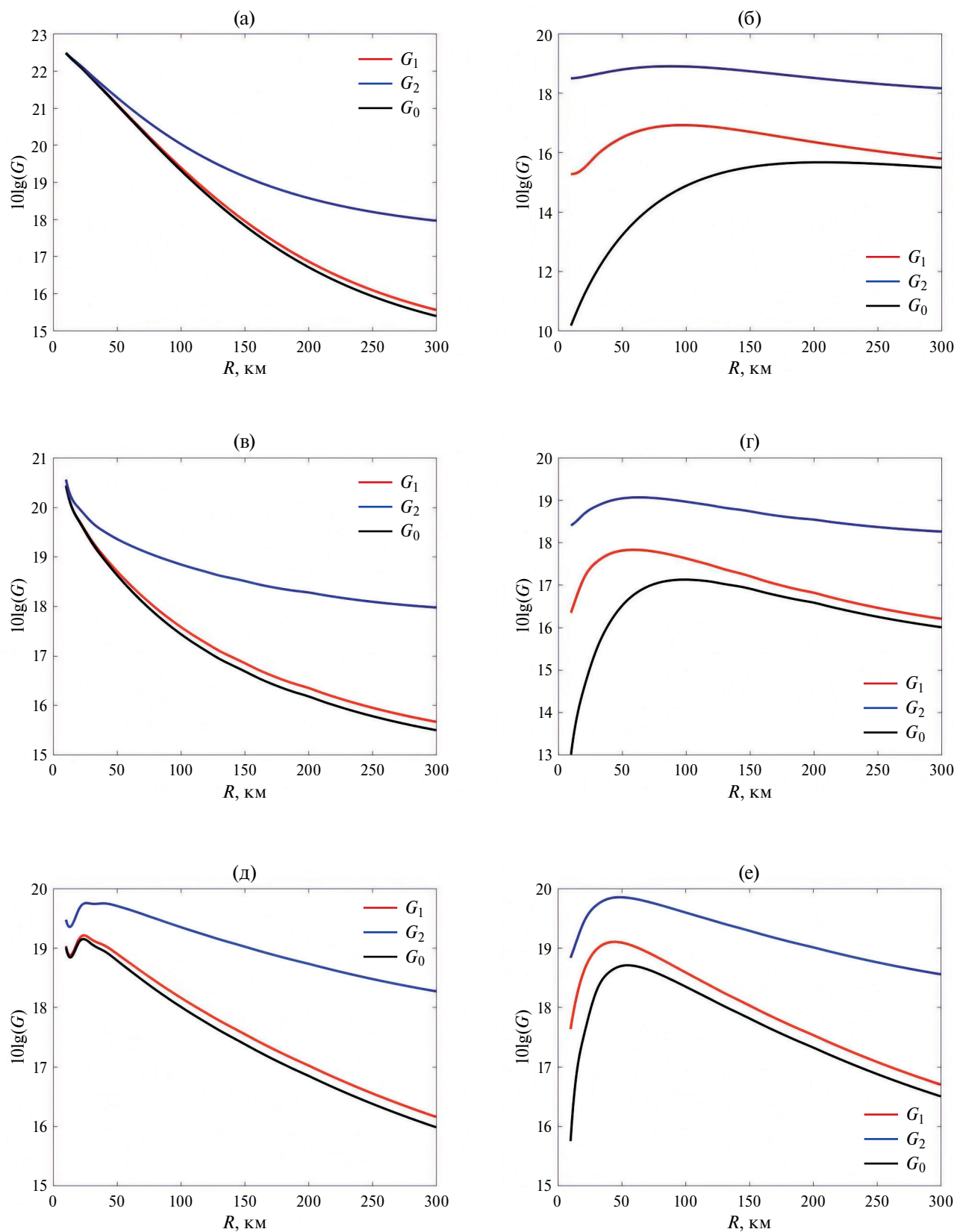


Рис. 3. Коэффициенты усиления АР с числом элементов $M = 201$ при скорости ветра (а, б) — $V = 0$, (в, г) — $V = 10$ м/с и (д, е) — $V = 15$ м/с; (а, в, д) — при $\varphi_A = 0^\circ$, (б, г, е) — при $\varphi_A = 30^\circ$. Глубина источника $z_{\text{и}} = 50$ м, неконсолидированные осадки.

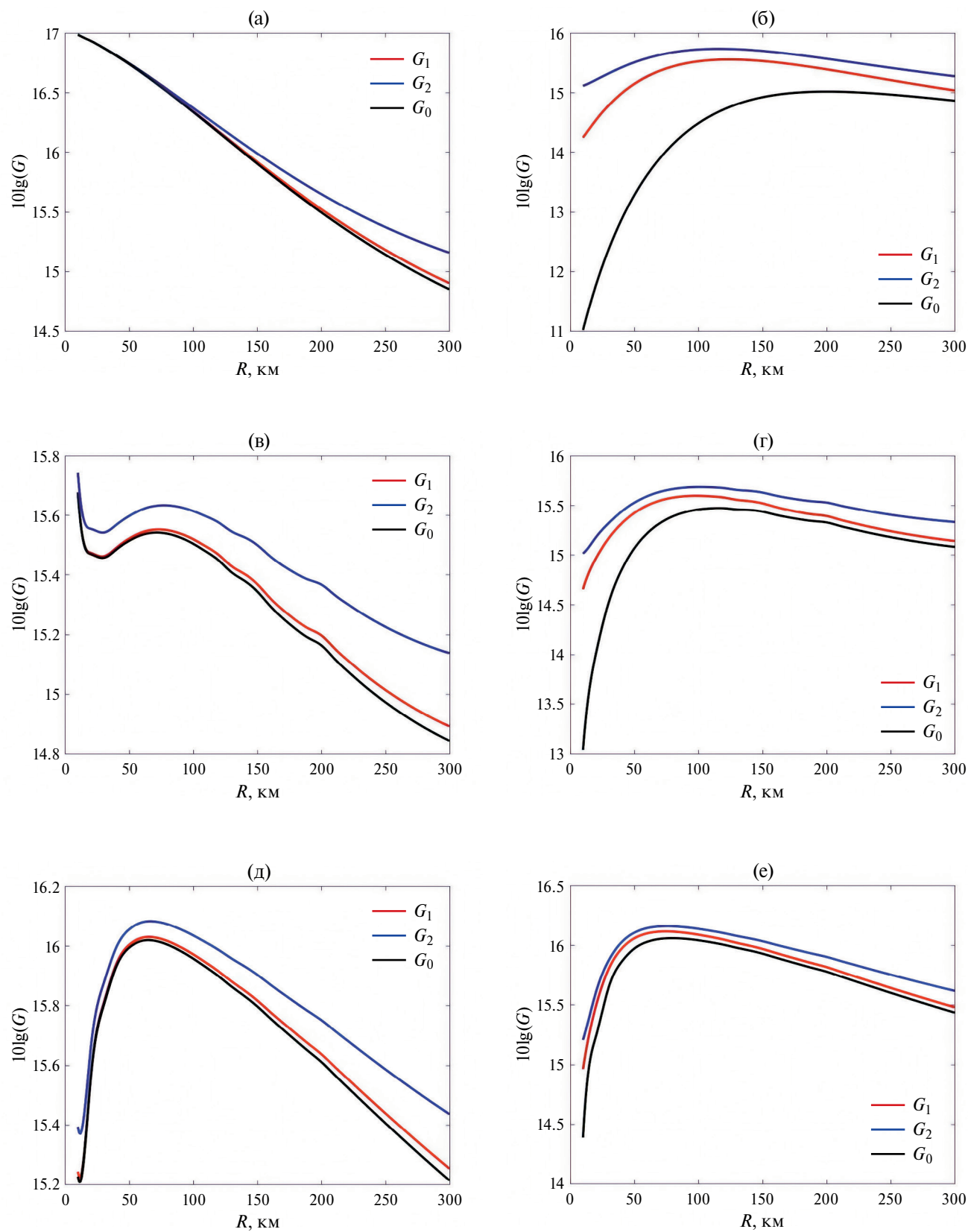


Рис. 4. То же, что на рис. 3 для АР с числом элементов $M = 51$.

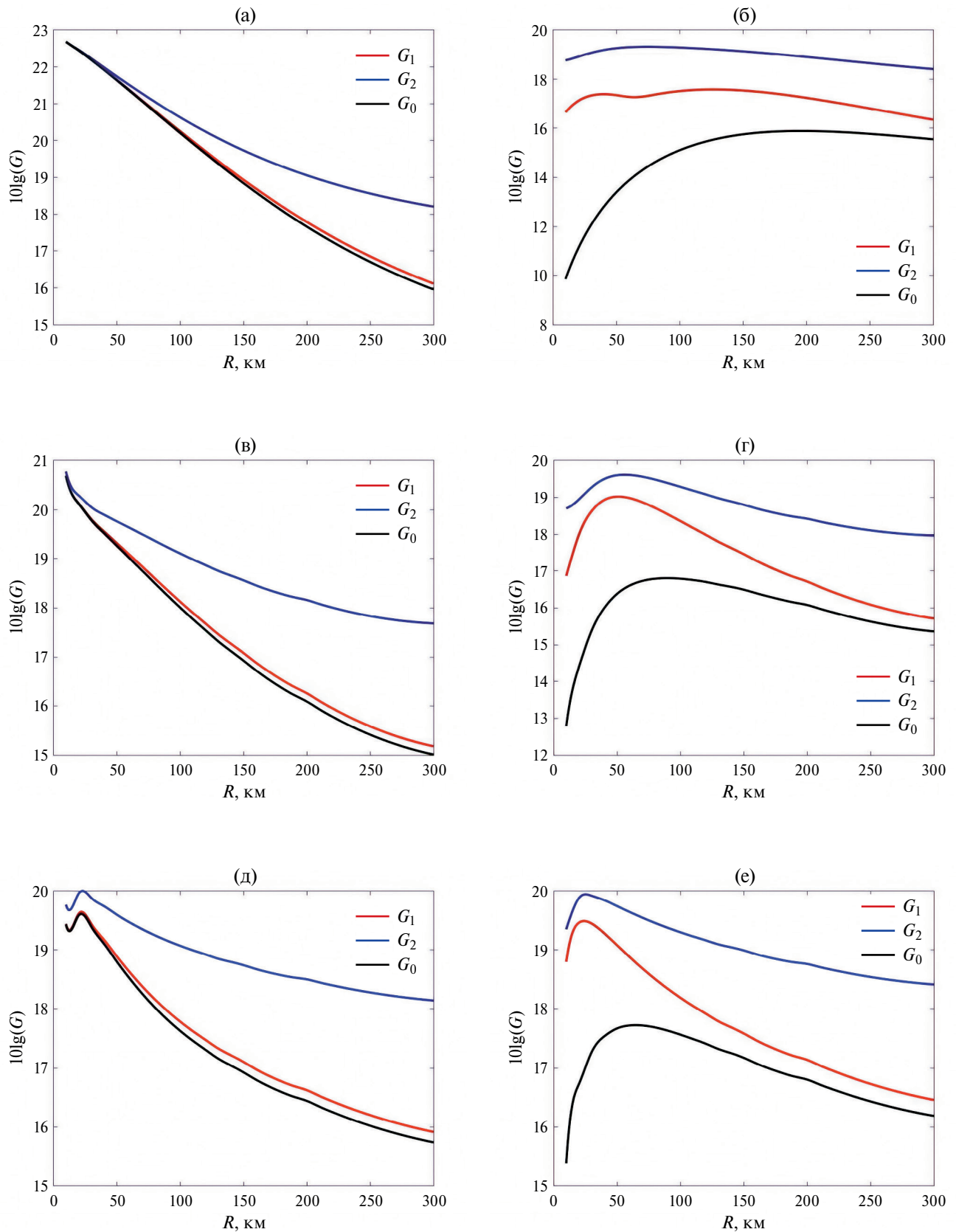


Рис. 5. Коэффициенты усиления АР с числом элементов $M = 201$ в случае приповерхностного источника $z_{\text{и}} = 15$ м при скорости ветра (а, б) — $V = 0$, (в, г) — $V = 10$ м/с и (д, е) — $V = 15$ м/с; (а, в, д) — при $\phi_A = 0^\circ$, (б, г, е) — при $\phi_A = 30^\circ$.

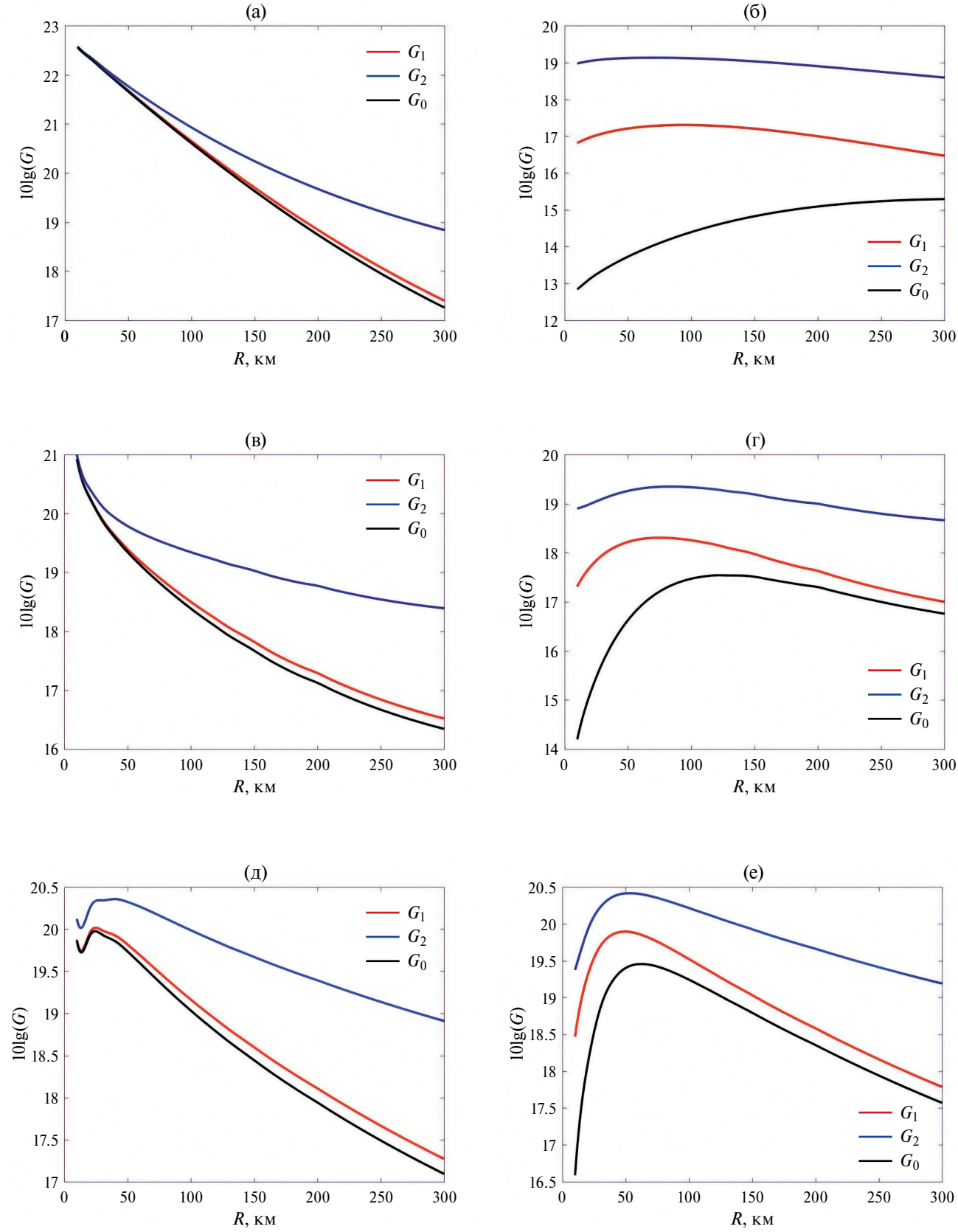


Рис. 6. Результаты численных расчетов, аналогичные приведенным на рис.3, но для полуконсолидированных осадков.

На результаты расчетов влияют и акустические характеристики дна. Для иллюстрации (см. рис. 6) приведены аналогичные результаты расчетов для АР с числом элементов $M = 201$ в случае полуконсолидированных осадков ($z_n = 50$ м). В этом случае число мод, локализованных в волноводе, увеличивается с 28 до 37, причем именно высшие моды максимально взаимодействуют с ветровым волнением (для них максимальны производные $d\phi_p/dz$). С другой стороны, эти моды быстро затухают из-за потерь в донном грунте. Вследствие этого результаты расчетов, приведенные на рис. 6 и 3, максимально различаются на сравнительно малом удалении АР от источника и близки при больших значениях дистанции $R = 200...300$ км.

Определенное влияние на результаты численного моделирования может оказывать и приповерхностный смешанный слой. Поскольку его толщина может колебаться в широком диапазоне от долей метра до 20–40 м, этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование влияния флуктуаций среды на когерентность и эффективность пространственной обработки низкочастотных акустических сигналов в мелком море. В отличие от предыдущих статей, где влияние основных источников акустических флуктуаций — ветрового волнения и случайных внутренних волн рассматривалось по отдельности, анализируется более реалистичная ситуация их совместного влияния. Для решения этой задачи потребовалось обобщение применяемых ранее теоретических моделей сигнала. Предлагаемая модель использует существенное различие пространственно-временных масштабов флуктуаций среды, обусловленных внутренними волнами и ветровым волнением в типичных условиях мелкого моря. Разделение акустических флуктуаций узкополосного сигнала на низкочастотную и высокочастотную компоненты позволяет получить сравнительно простой алгоритм для вычисления корреляционной матрицы сигнала на апертуре горизонтальной антенной решетки и прогнозировать эффективность различных методов пространственной обработки сигнала в зависимости от дистанции, скорости ветра и акустических характеристик звукового канала. Ввиду сложности аналитического исследования данной задачи конкретные результаты получены

методами численного моделирования для мелководного акустического волновода летнего типа. При моделировании используются эмпирические спектры: JONSWAP — для ветрового волнения и спектр внутренних волн, полученный в ходе серии экспериментов SWARM95 на океаническом шельфе.

На основании проведенных численных расчетов получены зависимости коэффициента поперечной корреляции сигнала от скорости ветра, дистанции и акустических характеристик дна. Показано, что ветровое волнение может оказывать значительное влияние на уровень остаточных корреляций и эффективный масштаб пространственной корреляции в мелководном звуковом канале летнего типа. Отмечено, что полученные для масштаба корреляции результаты соответствуют универсальному значению $L_{\text{cor}} = 30\lambda$, предложенному W. Carey при обобщении экспериментальных данных в мелком море. Проанализированы также зависимости коэффициента усиления горизонтальной антенны от скорости ветра и расстояния до источника при различном числе ее элементов (размере апертуры) и разной ориентации по отношению к источнику. Показано, что, несмотря на летний тип звукового канала, ветровое волнение существенно влияет на значения коэффициента усиления АР в широком диапазоне расстояний между антенной и источником $10 \text{ км} < R < 100 \text{ км}$ и лишь при большом удалении от источника $R \sim 200...300 \text{ км}$ это влияние становится незначительным.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-19-00383, <https://rscf.ru/project/20-19-00383/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Распространение звука во флуктуирующем океане. Под ред. Флатте С. Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 336 с.
2. 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.
3. 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.

4. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Эффекты многократного рассеяния акустических мод на анизотропном ветровом волнении в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 65–71.
5. *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.
6. *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.
7. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Пространственная обработка акустических сигналов в океанических волноводах на фоне шумов ветрового происхождения // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 1. С. 73–83.
8. *Raghukumar K., Colosi J.* High-frequency normal mode statistics in a shallow water waveguide: The effect of random linear internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. № 1. P. 66–79.
9. *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.
10. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Влияние случайных внутренних волн на характеристики горизонтальной антенны в мелком море // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 5. С. 584–594.
11. *Raghukumar K., Colosi J. A.* High-frequency normal-mode statistics in shallow water: The combined effect of random surface and internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 137. № 5. P. 2950–2961.
12. *Раевский М. А., Хилько А. И.* О пространственно-временной когерентности низкочастотных акустических волн в мелком море с флуктуирующими параметрами // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 3. С. 369–376.
13. *Артельный В. В., Раевский М. А.* О статистических характеристиках нормальных волн в волноводе с объемными неоднородностями // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1142–1150.
14. *Горская Н. С., Раевский М. А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
15. *Вировлянский А. Л., Костерин А. Г.* Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 599–605.
16. *Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 256 с.
17. *Yang T. C., Yoo K.* Internal wave spectrum in shallow water; measurement and comparison with the Garrett-Munk model // IEEE J. of Oceanic Engineering. 1999. V. 24. № 3. P. 333.
18. *Colosi J. et al.* 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.
19. *Монзинго Р. А., Миллер Т. У.* Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.
20. *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.
21. *Малеханов А. И., Таланов В. И.* Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.
22. *Carey W. M.* The determination of signal coherence length based on signal coherence and gain measurements in deep and shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 2. P. 831–837.
23. *Carey W. M., Lynch J. F., Siegmann W. L., Rozenfeld I., Sperry B. J.* Sound transmission and spatial coherence in selected shallow-water areas: measurements and theory // J. of Computational Acoustics. 2006. Vol. 14. N. 2. P. 265–298.

THE COMBINED INFLUENCE OF WIND WAVES AND INTERNAL WAVES ON THE COHERENCE OF LOW FREQUENCY ACOUSTIC SIGNALS AND THE EFFECTIVENESS OF THEIR SPATIAL PROCESSING IN SHALLOW SEA

M. A. Raevski^a, V. G. Burdukovskaya^{a,*}

^a*Institute of Applied Physics RAS, st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, BOX-120, 603950 Russia*

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

The combined influence of random internal waves and developed wind waves on the coherence and efficiency of spatial processing of narrow-band acoustic signals in shallow seas is studied analytically and numerically. A theoretical model is proposed for the correlation matrix of a multimode signal at the aperture of a horizontal antenna array (AR), using the difference in the spatiotemporal scales of acoustic field fluctuations caused by wind and internal waves. The results of numerical modeling for hydrological conditions in summer are presented. The antenna gain is analyzed for three spatial processing methods: phased array method, optimal linear processing method, and optimal quadratic processing method. The main attention is paid to the dependence of the antenna gain on the intensity of wind waves and the distance R between the source and the antenna. It is shown that, despite the summer-type hydrology, wind waves can have a significant impact on the gain of a horizontal antenna over a wide range of distances $R \sim 10\text{--}100$ km.

Keywords: shallow sea, wind waves, random internal waves, coherence, multiple scattering, horizontal antenna, gain.