

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ШУМОВЫХ ИСТОЧНИКОВ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ОКЕАНЕ

© 2018 г. А. И. Хилько^{а, *}, И. П. Смирнов^а, А. И. Машошин^б, А. В. Шафранюк^б

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46

^бАО “Концерн “ЦНИИ “Электронприбор”
197046 Санкт-Петербург, ул. Малая Посадская 30

*e-mail: a.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19.06.2017 г.

Разработана модель когерентности высокочастотных гидроакустических полей шумовых источников в случайно-неоднородном океане. Анализируются зависимости когерентности гидроакустических полей шумовых источников от взаимного положения источника и приемной системы, типа волновода, а также параметров случайных неоднородностей океанического волновода. Обсуждаются возможности подводного акустического наблюдения.

Ключевые слова: случайно-неоднородные океанические волноводы, когерентность высокочастотных гидроакустических полей, подводное акустическое наблюдение

DOI: 10.7868/S0320791918020090

ВВЕДЕНИЕ

При решении прикладных задач гидроакустического (ГА) наблюдения необходимо знать интервалы пространственной, частотной и временной когерентности принимаемых полей. К подобным задачам относятся, например, обоснование размеров гидроакустических антенн, оптимальное пространственное расположение гидроакустических приемников в распределенных системах подводного наблюдения, разработка оптимальных методов обнаружения, классификации и определения параметров морских объектов, оценка эффективности гидроакустических систем при их проектировании [1–3] и др.

Исследования когерентности звуковых полей в океане ведутся сравнительно давно. Основные усилия при этом были направлены на получение экспериментальных оценок когерентности ГА-полей низкочастотных, в том числе взрывного типа, источников, ГА-шумов, а также реверберационных ГА-полей [4–16]. Ряд работ был посвящен анализу влияния случайных неоднородностей океана на когерентность ГА-сигналов [15–20]. В результате анализа экспериментальных данных и теоретических расчетов для грубой инженерной оценки поперечной когерентности в мелком море было предложено использовать так называемое “число Кэрри”, равное 30 длинам волн [21, 22]. Вместе с тем установлено, что на когерентность

звукового поля одновременно влияет целый ряд факторов, таких как гидрофизические условия в районе, включая внутренние волны и вихри, взаимное расположение источника и приемника, рабочий диапазон частот, параметры ветрового волнения, структура морского дна. Поэтому при решении большинства практических задач знания грубых характеристик когерентности недостаточно. Возможности реализации методов фильтрации многоволнового ГА-поля когерентных источников ограничиваются не только тем, что его интерференционная структура чрезвычайно чувствительна к вариациям фазовых характеристик парциальных компонент, но и рассеянием полей на случайных неоднородностях океана [19–21]. Когерентность ГА-поля определяется как усредненная по статистическому ансамблю величина. Проблемой прикладной гидроакустики является то, что при подводном наблюдении обычно принимаются отдельные реализации полей, и усреднение возможно лишь в пределах относительно небольших пространственно-частотных и временных интервалов. Во многих случаях можно считать, что при распространении по протяженным акустическим траекториям ГА-поля усредняются за счет рассеяния на большом числе случайных неоднородностей среды. Однако существенная часть не усредненных относительно высококогерентных компонент ГА-поля продолжает иметь высококонтрастную, чрезвычайно

чувствительную к всевозможным вариациям параметров волновода, спекл-образную интерференционную структуру. Как и распределение интенсивности ГА-поля в океане, распределение когерентности неоднородно. В частности, в гидроакустическом волноводе формируются зоны фокусировки, где когерентность может быть высокой, а также зоны модовой тени, в которых когерентность обычно мала [24]. В мелком море на когерентность ГА-поля существенное влияние оказывают отличия декрементов затухания волноводных компонент в дне, что приводит, в частности, к тому, что когерентность теряют сначала модовые компоненты высоких номеров. При этом зыбь, неровности дна и внутренние волны вызывают трансформацию акустической энергии в высокочастотную часть модового спектра, где рассеяние и затухание больше. Это реализует механизм разрушения когерентности ГА-поля в целом [15–21, 23]. В некоторых случаях могут реализовываться условия равновесия указанных механизмов, что можно интерпретировать как сохранение масштабов когерентности при распространении [22].

Несмотря на большой практический интерес, остается к настоящему времени недостаточно исследованной и когерентность высокочастотного (ВЧ) ГА-поля шумовых источников [23–25]. Это обусловлено сложностью структуры многолучевого ВЧГА-поля в океане и особенностями взаимодействия различных компонент поля с неоднородно распределенными флуктуациями морской среды. Так, в океанических волноводах, начиная с некоторых дистанций наблюдения, в структуре ВЧГА-поля от когерентного источника проявляются эффекты лучевого хаоса [26–28]. Статистическая структура, и в том числе когерентность ВЧГА-поля в таких условиях, мало исследованы. Как уже указывалось, в случае, когда ВЧГА-поле возбуждается шумовым источником, контрастность его сложно устроенной спекл-образной интерференционной структуры, в том числе возникающей вследствие лучевого хаоса, а также когерентность поля падают. Причинами такого спадания являются как конечность времени когерентности шумового ГА-источника, так и рассеяние на случайных неоднородностях морской среды. Известно, что в океанических волноводах в ВЧГА-поле формируются слаборасходящиеся пучки лучей. Такие полевые структуры также могут играть определяющую роль при подводном ВЧГА-наблюдении [25, 30].

1. МОДЕЛЬ ПОЛЯ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА В НЕРЕГУЛЯРНОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Распространение звука в океанических волноводах происходит по множеству путей (лучей), формируемых как из-за рефракции звука внутри

толщи жидкости, так и вследствие отражений его от границ волновода. В регулярных волноводах (с постоянными границами и скоростью звука, зависящей только от глубины) распространение происходит по бесконечному числу собственных лучей. Но реальный вклад в поле вносит лишь конечное число энергонесущих траекторий, число которых растет по мере удаления от источника звука. Соответственно этому, для нахождения поля точечного источника в конкретной точке волновода достаточно найти все приходящие в эту точку собственные лучи и для каждого из них определить фактор фокусировки, потери при распространении и отражениях от границ, время прихода и число касаний каустик (индекс Маслова) [23]. Полное поле затем находится суммированием по всем собственным лучам. Однако даже при появлении малых периодических пространственных возмущений показателя преломления или малых периодических вариаций границ волновода возникают явления т.н. “лучевого хаоса”, состоящие в том, что траектории отдельных лучей становятся неустойчивыми по отношению к начальным их параметрам и сильно изменяются при малых вариациях этих параметров. В итоге на достаточном удалении от источника число собственных лучей экспоненциально растет с расстоянием, а интенсивности приносимых ими полей соответственно убывают [27]. Указанные явления происходят и в случайно-неоднородном океане из-за влияния флуктуаций показателя преломления жидкости, волнения поверхности, шероховатостей дна [25–29]. В этих случаях число собственных лучей еще быстрее нарастает по мере увеличения расстояния от источника, а их параметры становятся случайными, зависящими от реализаций случайных неоднородностей волновода. Таким образом, реальные океанические волноводы являются нерегулярными в указанном смысле. В таких волноводах вышеописанная стандартная схема нахождения поля в лучевом приближении становится малоприменимой для применения, поскольку невозможно найти все собственные лучи, а параметры приносимых ими полей определяются с большими погрешностями. Следовательно, в данной ситуации необходимо модифицировать лучевой метод, учитывая указанные явления и используя при расчетах лишь такие характеристики лучей, которые устойчивы по отношению к возникающим возмущениям волноводных параметров.

Практические наблюдения и теоретические расчеты (см., например, [27–29]) показывают, что такие характеристики существуют. В частности, остаются достаточно устойчивыми времена прихода лучей. При этом происходит т.н. “кластеризация” лучей по временам прихода — их группировка в устойчивые группы. Входящие в один кластер лучи имеют одинаковые *идентифи-*

каторы I_d – числа точек поворота, взятые со знаками углов выхода лучей из источника. Начальные углы выхода и сами траектории этих лучей в волноводе могут сильно различаться между собой, но их времена и углы прихода в приемник остаются близкими. Причиной данной закономерности является особенность океанических волноводов, обычно отражаемая и в их математических моделях. Она заключается в том, что флуктуации параметров волновода происходят в основном в ограниченных областях: вблизи осей каналов (для случайно распределенных внутренних волн), в приповерхностной и придонной областях. При этом значительная часть волновода характеризуется относительно высокой стабильностью своих параметров, которые варьируются лишь за счет относительно слабых объемных случайных неоднородностей морской среды [15, 17, 18, 23–29]. Но существенная часть периодических лучевых траекторий приходится как раз на стабильные области волновода, поэтому время прихода определяется главным образом числом периодов, укладывающихся на трассе распространения. Приходящие по лучам одного кластера волны близки по временам распространения, и потому для суммарного поля может наблюдаться интерференционное усиление поля.

Для исследования когерентности ВЧГА-поля в случайно-неоднородном волноводе рассмотрим модель, основанную на представлении ВЧ-поля в виде суммы лучей, принадлежащих различным кластерам. Обозначим через RD нерегулярный волновод, возникающий в результате малых периодических или случайных возмущений границ и/или показателя преломления однородного (опорного) волновода RI. (Отметим, что при математическом моделировании зачастую RI-волновод является результатом усреднения параметров реального неоднородного RD-волновода.) Рассмотрим пучок выходящих из источника звука $S(r=0)$ лучей, канализирующих в волноводе распространение звуковой энергии источника. Угловые размеры пучка считаем ограниченными настолько, чтобы пренебречь в сечении приема лучами, испытавшими достаточно большое число столкновений с дном. Пусть $\sqrt{W}v(t)$ – излучаемый ненаправленным точечным источником S широкополосный сигнал, где W – мощность, а $v(t)$ – нормированный по энергии сигнал. Пренебрегая дисперсией при распространении, но учитывая отражения от границ волновода и каустик, запишем суммарный пришедший в точку (r, z) сигнал в форме

$$V(r, z, t) = \sum_j \sum_{i=1}^{I_j(r, z)} a_i^{(j)}(r, z) v(t - t_i^{(j)}(r, z)), \quad (1)$$

где внешнее суммирование производится по всевозможным $I_d = j$, а внутреннее – при заданном j – по лучам, имеющим данный I_d , то есть входящим в кластер j ; $I_j(r, z) \geq 0$ – число лучей в кластере j , $a_i^{(j)}(r, z)$ – комплексная амплитуда i -го луча кластера j , $t_i^{(j)}(r, z)$ – время прихода этого луча. При этом отсутствие в данной точке лучей кластера j означает, что $I_j(r, z) = 0$. Комплексная амплитуда луча $a = |a| \exp(i\varphi)$, $|a|^2 = \rho_0 c \frac{W}{2\pi R^2} \alpha$,

$\varphi = \arg(V)$, $V = \prod_k V_k$, где α – аномалия луча, φ – фаза луча, V – интегральный коэффициент отражения луча от границ волновода и каустик. В RI-волноводе сумма (1) и все ее параметры являются конечными и детерминированными; число лучей в каждом кластере j обычно равно либо 0, либо 1, причем $I_j(r, z) \neq 0$ лишь для кластеров из некоторого отрезка $J(r) = [j_1(r), j_2(r)]$. Иная картина наблюдается в RD-волноводе. Здесь как отрезок $J(r)$, так и числа $I_j(r, z)$ могут оказаться бесконечными, случайными, зависящими от реализации случайных неоднородностей океанического волновода. Это связано с тем, что лучи с бесконечно близкими начальными углами могут прийти в вертикальное сечение в точке расположения приемника с различными значениями I_d и на различные глубины. Случайными также оказываются амплитуды $a_i^{(j)}$ и времена прихода $t_i^{(j)}$ отдельных лучей [27].

При расчете принимаемого сигнала используем статистический подход. Для любого луча в RD-волноводе на дистанции $[0, r]$ существует определенная зависящая от угла его выхода из источника вероятность попадания в тот или иной кластер j . Глубина луча в сечении r также является случайной величиной. Амплитуды отдельных входящих в кластер лучей, как правило, малы. Алгоритм их вычисления, связанный с нахождением факторов фокусировки отдельных лучей, имеет большую относительную погрешность вследствие неустойчивости траекторий. Если пренебречь потерями звука при распространении в жидкости и отражениях от границ, то сумму интенсивностей всех лучей в заданной точке можно приближенно найти через плотность концентрации $\pi(z)$ пучка лучей в точке наблюдения [26]:

$$\sum_j \sum_{i=1}^{I_j(r, z)} |a_i^{(j)}(r, z)|^2 \cong \frac{1}{r} W \pi(z). \quad (2)$$

Для плотности концентрации имеем, в свою очередь, приближенное выражение $\pi(z) \cong \frac{|\mathfrak{R}|}{N \Delta}$, где $|\mathfrak{R}|$ – угловой размер пучка, N –

число лучей в нем, $k \equiv \sum_j I_j(r, z)$ – число лучей из общего пучка, пересекающих малую вертикальную площадку $[z - \Delta/2, z + \Delta/2]$, зависящую от апертуры приемного элемента. Учитывая, что k/N является частотой пересечения лучом площадки, получаем после усреднения из (2):

$$\left\langle \sum_j \sum_{i=1}^{I_j(r, z)} |a_i^{(j)}(r, z)|^2 \right\rangle \equiv \equiv W \frac{\Re}{r \Delta} \int_{z-\Delta/2}^{z+\Delta/2} f(z) dz \equiv W \frac{\Re}{r} f(z), \quad (3)$$

где $f(z)$ – плотность распределения глубины луча. Время прихода произвольного луча кластера j представим в виде $t_i^{(j)}(r, z) = \tau_0^{(j)}(r, z) + \tau_{li}^{(j)}(r, z)$, где $\tau_0^{(j)}(r, z)$ – неслучайное время прихода луча кластера j в опорном RI-волноводе, а $\tau_{li}^{(j)}(r, z)$ – случайное смещение относительно опорного времени $\tau_0^{(j)}$. Опорные времена $\tau_0^{(j)}(r, z)$ находятся решением задачи нацеливания для RI-волновода и вносят основные вклады в распределение времен прихода лучей. Смещения $\tau_{li}^{(j)}$ обычно малы в сравнении с $\tau_0^{(j)}$, независимы между собой внутри каждого кластера и одинаково непрерывно распределены. Их средние отклонения соответствуют расстояниям между соседними опорными временами. Таким образом, собственные лучи в нерегулярном RD-волноводе следует считать случайными, а их индивидуальные параметры недоступными для непосредственных вычислений. Необходимые оценки параметров распределения лучей могут быть получены методом статистических испытаний при расчете достаточно мощного пучка лучей, выходящих из источника. Для волновода Манка, возмущаемого слабыми периодическими флуктуациями показателя преломления, такие оценки были получены, например, в [27–29].

2. СТРУКТУРА КОГЕРЕНТНОСТИ ВЧГА-ПОЛЯ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Пусть $k(\tau) = \langle v(t)v^*(t+\tau) \rangle$ – автокорреляционная функция стационарного излучаемого шумового сигнала с несущей частотой ω_0 и временем корреляции $\tau_v = \int_0^\infty |r(\tau)| d\tau$, где $r(\tau) = k(\tau)/k(0)$. Распространяющиеся по отдельным лучам импульсы имеют ограниченный пространственный масштаб когерентности $l_0 \approx c_0 \tau_v$, где c_0 – средняя скорость звука в волноводе. Взаимная когерентность

сигналов, приходящих в данную точку волновода (r, z) по лучам одного кластера, определяется дисперсией смещений времен $\tau_i^{(j)}(r, z)$ внутри кластера; когерентность сигналов, приходящих по лучам различных кластеров, определяется также разностью опорных времен $\tau_0^{(j)}(r, z)$ этих кластеров. На когерентность влияет также и тип кластера. Для водных лучей когерентность сигналов обычно выше, чем для лучей, отражающихся от границ волновода. Для взаимной корреляционной функции сигналов, принимаемых в двух точках $R_1(r_1, z_1)$ и $R_2(r_2, z_2)$, с учетом (1) и после переумерования можно получить выражение

$$K(R_1, R_2; \tau) = \langle V(r_1, z_1, t) V^*(r_2, z_2, t + \tau) \rangle = \sum_{j_1, j_2} a^{(j_1)}(r_1, z_1) a^{(j_2)*}(r_2, z_2) k_{j_1 j_2}(\tau), \quad (4)$$

где $k_{j_1 j_2}(\tau) \equiv \left\langle \sum_{i_1=1}^{I_{j_1}} \sum_{i_2=1}^{I_{j_2}} k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)} + \Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)}) \right\rangle$, $\Delta\tau_0^{(j_1 j_2)} \equiv \tau_0^{(j_1)}(r_1, z_1) - \tau_0^{(j_2)}(r_2, z_2)$, $\Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)} \equiv \tau_{i_1}^{(j_1)}(r_1, z_1) - \tau_{i_2}^{(j_2)}(r_2, z_2)$, $a^{(j)}(r, z) \equiv \langle a_i^{(j)}(r, z) \rangle$, $a^{(j)}(r, z)$ – средняя комплексная амплитуда лучей j -го кластера в точке (r, z) , $\Delta\tau_0^{(j_1 j_2)}$ – разность времен прихода кластеров j_1 и j_2 , $\Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)}$ – приращение случайных смещений времен прихода лучей из данных кластеров. При увеличении расстояния между точками R_1, R_2 число одинаковых кластеров лучей, приходящих в них, убывает. Соответственно, убывает и число коррелирующих между собой сигналов, так как распространяющиеся по лучам различных кластеров сигналы приходят в указанные точки с сильно различающимися временами. Меняя задержку τ , можно изменять корреляцию сигналов из различных кластеров, приходящих в корреспондирующие точки. Поэтому функция корреляции $K(R_1, R_2; \tau)$ будет иметь набор локальных максимумов и минимумов на оси τ . Коэффициент когерентности ВЧГА-поля шумового источника между точками волновода R_1, R_2 определим выражением

$$\Re(R_1, R_2; \tau) = \frac{1}{k(0)} \frac{|K(r_1, z_1, r_2, z_2; \tau)|}{\sum_{j_1, j_2} |a^{(j_1)}(r_1, z_1) a^{(j_2)}(r_2, z_2)|}. \quad (5)$$

Коэффициент максимальной когерентности импульсного сигнала между точками волновода R_1, R_2 определим выражением $\Re(R_1, R_2) = \max_\tau \Re(R_1, R_2; \tau)$. В силу определения коэффициенты когерентности зависят от функции корреляции сигнала, и в частности, от его времени корреляции. При этом $0 \leq \Re(R_1, R_2) \leq 1$. Так как время корреляции сигнала ограничено, то для до-

статочны разнесенных точек R_1, R_2 коэффициенты когерентности равны 0. В однолучевой ситуации для совпадающих точек R_1, R_2 коэффициенты равны 1.

Преобразуя (5), получаем следующее представление:

$$\Re(R_1, R_2; \tau) = \frac{1}{\sum_{j_1, j_2} \alpha_{j_1 j_2}^{1/2}} \times \left| \sum_{j_1, j_2} \alpha_{j_1 j_2}^{1/2} \exp(i(\varphi^{(j_1)}(r_1, z_1) - \varphi^{(j_2)}(r_2, z_2))) r_{j_1 j_2}(\tau) \right|, \quad (6)$$

где $\alpha_{j_1 j_2} = \alpha^{(j_1)}(r_1, z_1) \alpha^{(j_2)}(r_2, z_2)$, $\sqrt{\alpha^{(j)}} = \left\langle \sum_{i=1}^{I_j} \sqrt{\alpha_i^{(j)}}(r, z) \right\rangle$, $r_{j_1 j_2}(\tau) \equiv k_{j_1 j_2}(\tau) / k(0)$. Для случая, когда корреляционная функция сигнала $k(\tau)$ имеет гауссову форму, имеем $k_{j_1 j_2}(\tau) \equiv k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)}) \times \langle I_{j_1} \rangle \langle I_{j_2} \rangle \times \exp(-i\omega_0(\langle m_{j_1} \rangle - \langle m_{j_2} \rangle) - \frac{1}{2}\omega_0^2(\sigma_{j_1}^2 + \sigma_{j_2}^2))$, где среднее время прихода луча m_j и его дисперсия σ_j^2 зависят от кластера и точек R_1, R_2 , определяясь статистикой флуктуаций показателя преломления, волнением поверхности и пр. Для водных лучей дисперсии σ_j^2 обычно малы, а для отражаемых от границ зависят от флуктуаций последних и могут принимать большие значения, что приводит к уменьшению вклада таких лучей в интерференционную картину. При моделировании примем $\sigma_j^2 = \sigma_{\tau w}^2 + \sigma_{\tau s}^2 k_j^{(s)} + \sigma_{\tau b}^2 k_j^{(b)}$, $\sigma_{\tau w}^2$ – дисперсия времени запаздывания луча в толще жидкости, $k_j^{(s)}, k_j^{(b)}$ – числа столкновений луча с поверхностью и дном соответственно, $\sigma_{\tau s}^2, \sigma_{\tau b}^2$ – дисперсии времен запаздывания, возникающих при однократных актах отражения от соответствующих границ волновода.

3. СТРУКТУРА КОГЕРЕНТНОСТИ ВЧГА-ПОЛЯ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА

При анализе когерентности ВЧГА-поля шумового источника для оценок дисперсий водных лучей используем приближения малоразмерных объемных вариаций толщи морской среды, однократного рассеяния от взволнованной поверхности океана и шероховатого дна [18, 23, 26–28]. В целях конкретизации расчетов рассмотрим случай возбуждения источником сигнала с корреляционной функцией $k(\tau) = k(0) \exp(-(\tau/\tau_0)^2 - i\omega_0\tau)$, $\omega_0\tau_0 \gg 1$. Для данной функции при $|\Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)}| \ll \tau_0$

имеем $\sum_{i_1=1}^{I_{j_1}} \sum_{i_2=1}^{I_{j_2}} k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)} + \Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)}) \cong k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)}) \sum_{i_1=1}^{I_{j_1}} \sum_{i_2=1}^{I_{j_2}} \exp(-i\omega_0\Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)})$. Отсюда в приближении нормального распределения $\Re(m_j, \sigma_j^2)$ для приращения $\tau_i^{(j)}$ при $j_1 \neq j_2$ получаем $k_{j_1 j_2}(\tau) \equiv \left\langle k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)} + \Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)}) \right\rangle \cong k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)}) \times \left\langle \sum_{i_1=1}^{I_{j_1}} \sum_{i_2=1}^{I_{j_2}} \exp(-i\omega_0\Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j_1 j_2)}) \right\rangle = k(\tau + \Delta\tau_0^{(j_1 j_2)}) \times \langle I_{j_1} \rangle \langle I_{j_2} \rangle \exp(-i\omega_0(\langle m_{j_1} \rangle - \langle m_{j_2} \rangle) - \frac{1}{2}\omega_0^2(\sigma_{j_1}^2 + \sigma_{j_2}^2))$, а при $j_1 = j_2 = j$ получаем $\left\langle k(\tau + \Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j)}) \right\rangle \cong k(\tau) \left\langle I_j + \sum_{i_1 \neq i_2}^{I_j} \exp(-i\omega_0\Delta\tau_{i_1 i_2}^{(j)}) \right\rangle = k(\tau) (\langle I_j \rangle + (\langle I_j \rangle^2 - \langle I_j \rangle) \exp(-\omega_0^2 \sigma_j^2))$. Среднее значение времени прихода луча m_j и его дисперсия σ_j^2 зависят от кластера и точек R_1, R_2 , определяясь механизмами, вызывающими кластеризацию лучей в волноводе (статистикой флуктуаций показателя преломления, волнением поверхности и пр.).

Сделаем приближенные оценки дисперсий времен запаздывания лучей. Для времени прихода водного луча имеем $\tau = c_0^{-1} \int_C n dl$. Следовательно, пренебрегая вариацией траектории луча, получим для дисперсии времени запаздывания лучей $\sigma_{\tau w}^2 = c_0^{-2} \left\langle \left(\int_C \dot{n} dl \right)^2 \right\rangle = c_0^{-2} \int_C \int_C \langle \dot{n}(\mathbf{r}) \dot{n}(\mathbf{r}') \rangle dldl'$, $\dot{n} \equiv n - \langle n \rangle$. В частности, для случая малоразмерных неоднородностей можно приближенно считать, что $\langle \dot{n}(\mathbf{r}) \dot{n}(\mathbf{r}') \rangle = \dot{I}_n(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, получая при этом $\sigma_{\tau w}^2 \approx c_0^{-2} \int_C \dot{I}_n(\mathbf{r}) dl$. Отсюда при одинаковых во всем волноводе флуктуациях показателя имеем $\sigma_{\tau w}^2 \approx \dot{I}_n L / c_0$, где L – длина луча.

Пусть Δz_s – случайное отклонение взволнованной поверхности относительно положения равновесия, $\langle z_s \rangle = 0$, $\langle z_s^2 \rangle = \sigma_s^2$. Тогда вариация длины луча, отраженного в точке поверхности, $\Delta l \approx 2\Delta z_s \cos \theta_s$, где θ_s – угол падения луча на поверхность, а соответствующая вариация времени прихода $\Delta\tau \approx \Delta l / c_s$, где c_s – скорость звука вблизи поверхности. Отсюда $\sigma_{\tau s}^2 \approx 4 \cos^2 \theta_s \sigma_s^2 / c_s^2$, где σ_s^2 определяется главным образом скоростью волнового волнения поверхности. Например, для спектра волнения, описываемого формулой Неймана–Пирсона, $\sigma_s \approx 0.0018 v_0^{2.5}$, где σ_s измеряется в метрах, а скорость ветра v_0 – в метрах в секунду [23]. Аналогично получаем оценку дисперсии $\sigma_{\tau b}^2 \approx 4 \cos^2 \theta_b \sigma_b^2 / c_b^2$, где θ_b – угол падения луча на дно, c_b – скорость звука

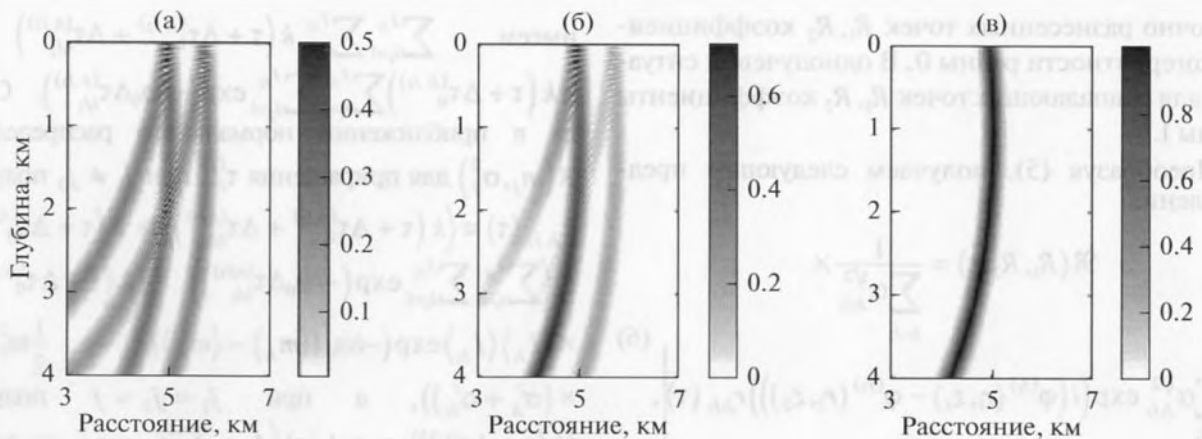


Рис. 1. Пространственное распределение коэффициента $\mathfrak{R}(R_1, R_2; 0)$ в условиях глубокого моря при $f_0 = 1$ кГц, $\tau_0 = 0.1$ с для различных скоростей ветра: (а) $v_0 = 0$ м/с; (б) $v_0 = 8$ м/с; (в) $v_0 = 15$ м/с.

вблизи дна, σ_b^2 — дисперсия случайных отклонений донной поверхности.

Подобно распределению интенсивности ВЧГА-поля шумового источника в океане [25], распределение коэффициента когерентности $\mathfrak{R}(R_1, R_2)$ имеет сложную структуру. Точки, где $\mathfrak{R}(R_1, R_2)$ принимает свои максимальные значения, выстраиваются в виде протяженных пространственных областей, вытянутых вдоль фронтов лучевых кластеров, где парциальные лучевые компоненты имеют относительно малые различия времен прихода. Когерентность волн, принадлежащих различным кластерам, обычно существенно меньше, чем волн из одного кластера, исключая пространственные области, где кластеры пересекаются. По мере увеличения объемных и/или граничных случайных флуктуаций среды когерентность поля спадает сначала в областях пересечения кластеров. Потом спадание наблюдается в кластерах, активно взаимодействующих со случайно-неоднородной поверхностью и дном океана. В последнюю очередь когерентность спадает в кластерах, распространяющихся в водной толще океана. Оценка когерентности поля шумового источника возможна лишь путем анализа ее структуры в сечениях в пространстве координат R_1, R_2 .

Приведем результаты численных экспериментов по исследованию зависимости когерентности ВЧГА-поля шумовых источников в случайно-неоднородном океане от несущей частоты, дисперсии флуктуаций времен запаздывания, глубины источника, времени когерентности возбуждаемых источником шумов для условий глубокого и мелкого морей.

В условиях глубокого моря (канонический профиль Манка с глубиной 4700 м [23] и скоростью звука на поверхности $c_s = 1530$ м/с) расчеты

выполнялись для жидкого дна с плотностью донного грунта 1000 кг/м³ и скоростью продольных волн 1577 м/с (при слабых донных отражениях). Источник с центральной частотой 1 кГц располагался на оси канала на глубине 1 км. На рис. 1, 2 показаны пространственные распределения коэффициента когерентности $\mathfrak{R}(R_1, R_2; 0)$ при фиксированном положении первой корреспондирующей точки $R_1(5, 2)$ [км] и всевозможных значениях второй точки R_2 в сечении волновода $3 < r_2 < 7$ [км] для различных времен корреляции шума и дисперсий времен прихода лучей. При этом полагалось $\sigma_{tw} = \sigma_{tb} = 0$, $\sigma_{ts} \approx 0.0036 \cos \theta_s v_0^{2.5} / c_s$, то есть учитывались лишь взаимодействия лучей со взволнованной поверхностью и исследовалась зависимость коэффициента когерентности от скорости ветрового волнения v_0 .

Как и следовало ожидать, при излучении источником узкополосного шума для слабых случайных флуктуаций среды наблюдается высокая пространственная когерентность, проявляющаяся, в частности, в виде высококонтрастной интерференции различных волноводных компонент (рис. 1а). Это объясняется тем, что длина когерентности излучаемого источником шума в большинстве случаев сравнима либо превышает величину пространственных задержек в точках наблюдения. По мере уширения полосы спектра излучаемого шума его длина когерентности уменьшается, что приводит к существенному уменьшению величины коэффициента когерентности и размеров области его локализации, масштаб которой при принятых условиях формирования составляет порядка нескольких сотен метров. Область высокой пространственной когерентности при широкой полосе излучаемого источником шума является неоднородной (рис. 1б, 1в). В

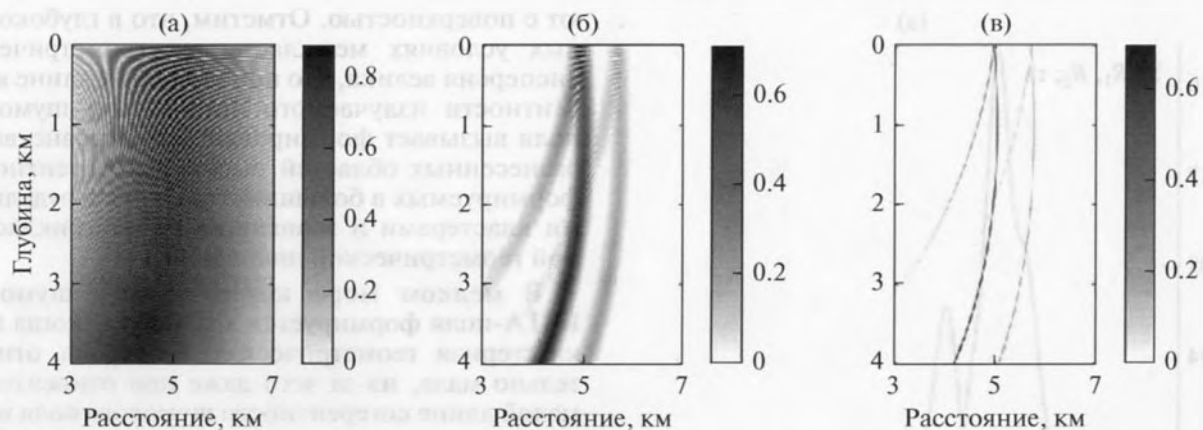


Рис. 2. Пространственное распределение коэффициента $\mathfrak{R}(R_1, R_2; 0)$ в условиях глубокого моря при $f_0 = 1$ кГц, $v_0 = 8$ м/с для различных времен корреляции: (а) $\tau_0 = 1$ с; (б) $\tau_0 = 0.1$ с; (в) $\tau_0 = 0.01$ с.

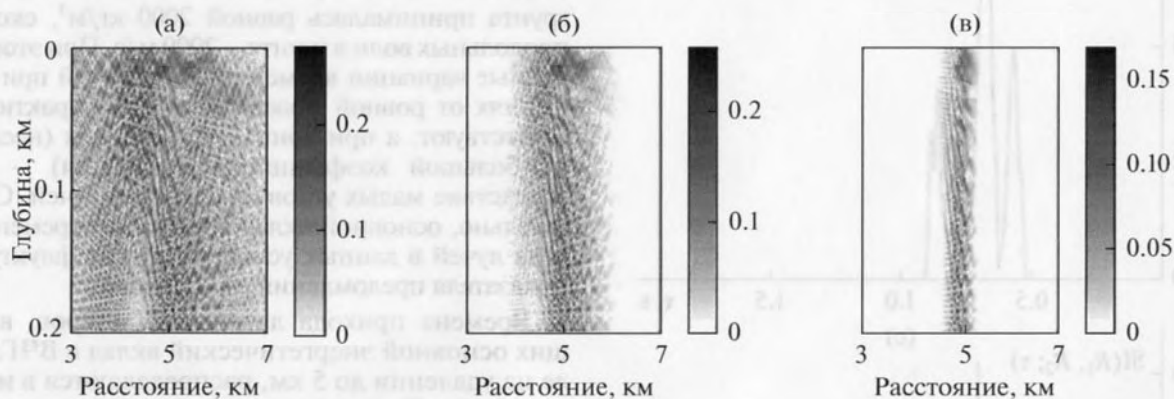


Рис. 3. Пространственное распределение коэффициента $\mathfrak{R}(R_1, R_2; 0)$ в условиях Баренцева моря при зимней гидрологии при $f_0 = 4$ кГц, $\sigma_b = 1$ м для различных времен корреляции: (а) $\tau_0 = 1.5$ с; (б) $\tau_0 = 0.5$ с; (в) $\tau_0 = 0.1$ с.

суммарное поле в этой области наблюдения вносят значительный вклад помимо водного и лучевые кластеры, отражающиеся от поверхности и дна и имеющие траектории большей протяженности, чем водный. Соответственно этому наибольшая когерентность наблюдается для вытянутых по глубине областей, которые формируются наблюдаемыми в данном интервале удаления лучевыми кластерами. При увеличении скорости ветрового волнения дисперсия времен прихода отражаемых от поверхности лучей растет, и когерентность соответствующих кластеров разрушается быстрее, что видно из сравнения рис. 1б и 1в.

При изменении глубины источника (при прочих одинаковых условиях) свойства лучевых кластеров, формирующих поля в области наблюдения, меняются, что ведет к изменению величины и формы областей высокой когерентности, что важно при решении задач, связанных с оценкой глубины источника. Как показывают расчеты,

увеличение средней частоты шума приводит к заметному ослаблению когерентности. Это связано с ростом волновых размеров пространственных задержек, ослаблением полей и ростом резонансных спектральных компонент случайных флуктуаций, что обычно наблюдается для рассматриваемых частотных интервалов. Поскольку времена распространения лучевых кластеров различны, то путем компенсации задержек можно совместить частично-когерентные компоненты шума, что приводит к формированию областей повышенной когерентности в некоторых интервалах задержек. Уровень когерентности в таких областях падает из-за различий в рассеянии волн на случайных неоднородностях океана. Важным фактором, определяющим сложную пространственно-временную структуру когерентности шумового ВЧГА-поля, является пространственное и частотно-временное распределение случайных неоднородностей океанической среды. Например, слу-

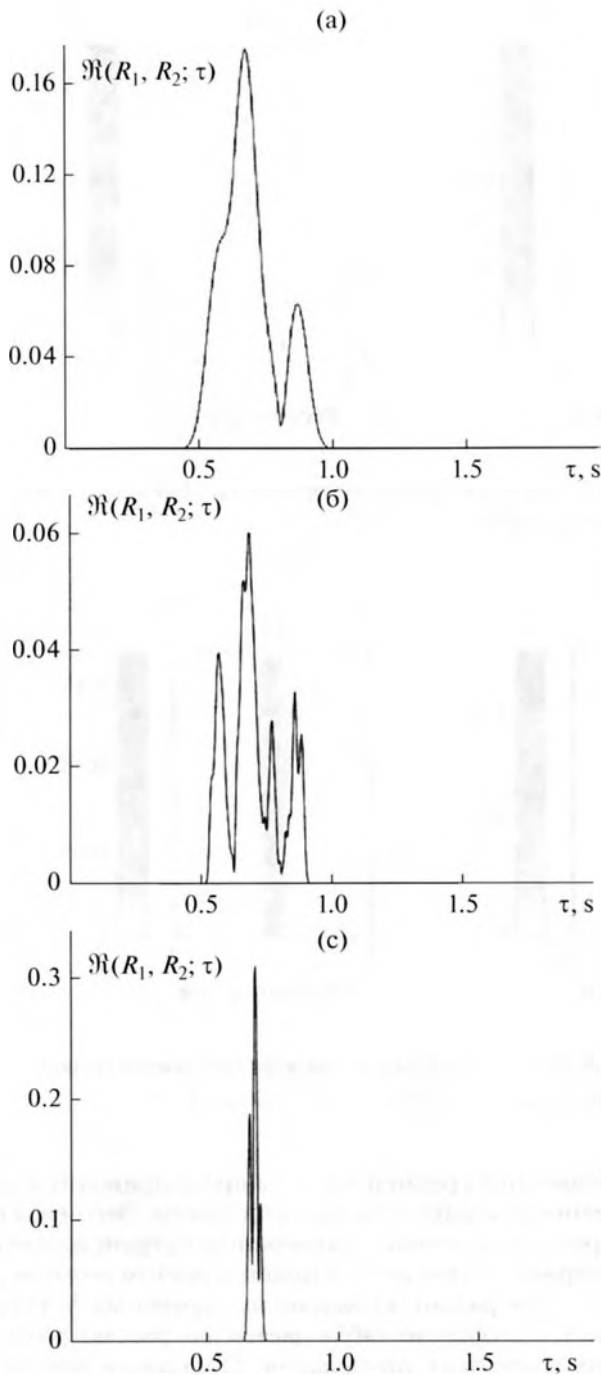


Рис. 4. Временная когерентность ВЧГА-поля шумового источника в условиях Баренцева моря при зимней гидрологии для различных величин времени корреляции сигналов источника: (а) $\tau_0 = 0.5$ с, (б) $\tau_0 = 0.1$ с, (в) $\tau_0 = 0.01$ с при $f_0 = 3$ кГц, $\sigma_b = 1$ м.

чайные неоднородности ветрового волнения имеют достаточно сложный пространственно-частотный спектр, который меняется во времени. Однако такие неоднородности влияют на когерентность кластеров, которые взаимодейству-

ют с поверхностью. Отметим, что в глубоководных условиях межкластерная геометрическая дисперсия велика, что при конечной длине когерентности излучаемого источником шумового поля вызывает формирование пространственно разнесенных областей высокой когерентности, формируемых в большинстве случаев отдельными кластерами и зависящих от внутрикластерной геометрической дисперсии.

В мелком море когерентность шумового ВЧГА-поля формируется в условиях, когда межкластерная геометрическая дисперсия относительно мала, из-за чего даже при относительно малой длине когерентности шумового поля имеет место высококонтрастная интерференция большого количества лучевых кластеров. Структура когерентности в мелком море исследовалась на примере условий Баренцева моря глубиной 200 м при зимней гидрологии, когда в волноводе формируется приповерхностный канал. Плотность грунта принималась равной 2000 кг/м^3 , скорость продольных волн в грунте — 2000 м/с . При этом случайные вариации времен прихода лучей при отражениях от ровной поверхности льда практически отсутствуют, а при донных отражениях (несмотря на большой коэффициент отражения) — малы вследствие малых углов скольжения лучей. Следовательно, основной вклад в вариации времен прихода лучей в данных условиях вносят флуктуации показателя преломления в волноводе.

Времена прихода лучевых кластеров, вносящих основной энергетический вклад в ВЧГА-поле на удалении до 5 км, распределяются в интервале 3–4 с. При этом в случае, когда время корреляции шумового сигнала относительно велико (~ 1 с), все парциальные кластерные компоненты интерферируют с высокой контрастностью, и масштаб пространственной когерентности результирующего сигнала сравним с длиной когерентности излучаемого шума. Поэтому при уменьшении времени корреляции шума уменьшается и область когерентности принимаемого сигнала (рис. 3а–3в). С ростом частот и интенсивности флуктуаций случайных неоднородностей область высокой когерентности поля при прочих равных условиях почти не изменяется, но разрежается вследствие уменьшения коррелированности полей различных кластеров. Заметим, что при аналогичных случайных неоднородностях в мелком море когерентность ниже, чем в глубоком море. Это может объясняться тем, что в мелком море с открытым к поверхности каналом поле формируется обычно большим числом кластеров. При заданном разнесении точек наблюдения сигнал в каждую из них приходит в виде совокупности интерферирующих кластеров. Если между какими-то кластерами задержка меньше длины когерентности шума источника, то они складываются когерентно, и формируемая ими

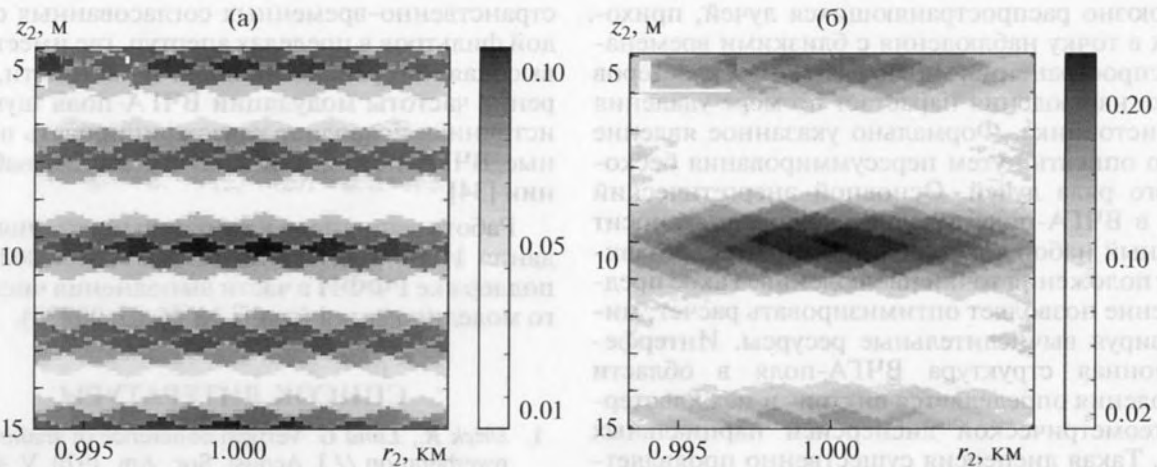


Рис. 5. Пространственная когерентность ВЧГА-поля шумового источника в условиях Баренцева моря при зимней гидрологии для различных глубин источника: (а) $z_S = 1$ м, (б) $z_S = 100$ м, при частоте 5 кГц ($\tau_0 = 0.01$ с, $\sigma_b = 1$ м).

пространственная структура, зависящая также от случайных неоднородностей, растет по интенсивности. Прочие кластеры в рассматриваемых точках R_1 и R_2 когерентных структур не формируют.

Коэффициент когерентности $\mathfrak{K}(R_1, R_2; \tau)$ в интервале компенсации задержек имеет максимумы, формируемые при интерференции пачек кластеров, приходящих в точки R_1, R_2 (рис. 4). При увеличении времени когерентности шума τ_0 увеличивается число когерентно складывающихся кластеров, и интервал задержек, где коэффициент отличен от нуля, растет (рис. 4а–4в). При этом максимальная величина коэффициента может и убывать, так как поля различных кластеров могут суммироваться с разными фазами. Случайные неоднородности океанической среды, как уже отмечалось, приводят к ослаблению коррелированности полей различных кластеров. Однако даже при интенсивных случайных неоднородностях взаимная когерентность шума в различных точках может оставаться достаточно большой за счет высокой когерентности водных кластеров.

При изменении глубины источника шума меняются траектории распространения и структура кластеров, что приводит к изменениям размеров и конфигурации областей их эффективной интерференции. Когерентность поля шумового ВЧГА-источника в пределах апертуры антенны ограниченных волновых размеров имеет мелко-масштабную квазипериодическую по глубине структуру (рис. 5), что связано с интерференцией лучевых кластеров, распространяющихся по траекториям, направленным под различными углами к апертуре приемной антенны. В случае малых глубин расположения источника функция когерентности имеет более высокочастотную модуляцию по глубине, чем для глубоко располо-

женного источника, что позволяет судить о его расположении. Уровень мелкомасштабной модуляционной компоненты коэффициента корреляции падает с уменьшением длины когерентности шума, ростом случайных вариаций океанической среды, а также по мере удаления от источника шума. Степень влияния указанных факторов зависит и от заглубления приемной антенны, поскольку при этом меняются пространственные задержки между кластерами. Из проведенных расчетов следует, что размеры областей и уровень когерентности шумовых ВЧГА-сигналов спадают как при уменьшении времени когерентности шума, так и при росте скорости ветра. Кроме того, структура областей высокой когерентности ВЧГА-поля зависит от положения источника. Общей закономерностью, которая наблюдается в океаническом волноводе, является спадание когерентности ВЧГА-поля с ростом частоты и дистанции наблюдения. Заглубленный источник при прочих равных условиях характеризуется большей пространственной когерентностью. Это можно объяснить тем, что при заглублении источника относительный энергетический вклад лучевых кластеров водного типа, слабо взаимодействующих со случайными, в частности поверхностными неоднородностями, увеличивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в настоящей работе анализ показывает, что когерентность ВЧГА-полей шумовых источников в случайно-неоднородных океанических волноводах имеет сложную пространственную структуру и формируется в результате влияния целого ряда факторов. Основной энергетический вклад в ВЧГА-поле вносят лучевые структуры, которые формируются в виде класте-

ров союдно распространяющихся лучей, приходящих в точку наблюдения с близкими временами распространения. Число различных кластеров в точке наблюдения нарастает по мере удаления ее от источника. Формально указанное явление можно описать путем пересуммирования бесконечного ряда лучей. Основной энергетический вклад в ВЧГА-поле в точке наблюдения вносит конечный набор кластеров, число которых зависит от положения точки наблюдения. Такое представление позволяет оптимизировать расчет, минимизируя вычислительные ресурсы. Интерференционная структура ВЧГА-поля в области наблюдения определяется внутри- и межкластерной геометрической дисперсией парциальных лучей. Такая дисперсия существенно проявляется при формировании когерентности поля шумовых источников в случайно-неоднородном океане. Так, из-за конечной длины когерентности поля шумового источника в каждой точке наблюдения имеет место лишь частично когерентная интерференция лучей различных кластеров. Кроме того, когерентность ВЧГА-поля падает и за счет рассеяния лучевых кластеров случайными неоднородностями морской среды. При этом кластеры по-разному взаимодействуют с неоднородностями разных типов (объемными, поверхностными ветровыми, донными). Развита в настоящем исследовании модель позволяет оценить зависимости масштабов пространственно-временной когерентности шумовых ВЧГА-источников от взаимного положения источника и приемной системы, типа волновода, параметров случайных неоднородностей океанического волновода. Из результатов выполненных расчетов можно сделать вывод, что, во-первых, размеры областей высокой когерентности можно для типичных условий наблюдения оценивать как многие десятки длин волн. Во-вторых, для заглубленных шумовых источников масштабы когерентности больше, чем для источников, расположенных вблизи поверхности.

Как видно из проведенного анализа, когерентность ВЧГА-поля ограничена, имеет сложную структуру и зависит от многих факторов. Это, в частности, не позволяет получить высокую эффективность при использовании согласованной со средой фильтрации, которую можно было бы ожидать в случае полностью когерентных полей [31]. По-видимому, наилучшие результаты при согласовании поля со средой можно ожидать, если при активном ВЧГА-наблюдении использовать высокоинтенсивные и высококогерентные волновые кластерные компоненты, выделяя их с помощью приемных и излучающих антенн [32, 33]. При пассивном наблюдении шумовых источников наилучшие результаты можно ожидать при селекции интенсивных высококогерентных кластерных компонент путем использования про-

странственно-временных согласованных со средой фильтров в пределах апертур, где имеет место высокая когерентность поля. В частности, измерение частоты модуляции ВЧГА-поля шумового источника позволяет классифицировать подводные ВЧГА-источники при пассивном наблюдении [34].

Работа выполнена в рамках выполнения госзадания ИПФ РАН (тема № 0035-2014-0003) при поддержке РФФИ в части выполнения численного моделирования (грант № 16-02-00929).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urlick R., Lund G.* Vertical coherence of shallow-water reverberation // *J. Acoust. Soc. Am.* 1970. V. 47. № 1. P. 343–349.
2. *Urlick R.* Measurements of the vertical coherence of the sound from a near-surface source in the sea and the effect on the gain of vertical array // *J. Acoust. Soc. Am.* 1973. V. 54. № 1. P. 115–120.
3. *Cox H.* Line array performance when the signal coherence is spatially dependent // *J. Acoust. Soc. Am.* 1973. V. 54. P. 1743–1746.
4. *Wang Q., Zhang R.* Sound spatial correlations in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1992. V. 92. № 2. Pt. 1. P. 932–938.
5. *Попов Р.Ю., Симакина Е.В.* Пространственная корреляция реверберационных сигналов в шельфовой зоне океана // *Акуст. журн.* 1994. Т. 40. № 4. С. 655–660.
6. *Spiesberger G.L.* Identifying cross-correlation peaks due to multipaths with application to optimal passive localization of transient signals and tomographic mapping of the environment // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 100. № 2. Pt. 1. P. 910–917.
7. *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. P. 831–837.
8. *Ланкова С.Д., Тужилкин Ю.М.* Вертикальная корреляция шумовых сигналов в мелководных районах моря // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 3. С. 388–396.
9. *Галкин О.П., Попов Р.Ю., Семенов Ю.В., Симакина Е.В.* Пространственная корреляция звукового поля в шельфовой зоне океана // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 5. С. 616–622.
10. *Галкин О.П., Кулаков А.В., Попов Р.Ю.* Вертикальная изменчивость звуковых полей в прибрежном клине // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 5. С. 614–620.
11. *Orr M.H., Pasewark B.H., Wolf S.N., Lynch J.F., Schroeder T., Chiu C.-S.* South China Sea internal tide/internal waves – Impact on the temporal variability of horizontal array gain at 276 Hz // *IEEE J. Ocean. Eng.* 2004. V. 29. P. 1292–1307.
12. *Галкин О.П., Попов Р.Ю., Ошанина Е.В.* Исследование пространственной корреляции звуковых полей от подводных взрывов в Баренцевом море // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. № 1. С. 37–43.
13. *Borodina E.L., Stromkov A.A., Khil'ko A.I.* Coherence structure of broad band frequency acoustical pulses in

- shallow water / In: Formation of acoustical fields in oceanic waveguides. Coherence phenomena. Nizhniy Novgorod: IAP RAS. 1997. P. 186–213.
14. *Гришок А.В., Бурдуковская В.Г., Кравченко В.Н., Коваленко В.В., Лучинин А.Г., Малеханов А.И., Трофимов А.Т., Трусова О.И., Смирнов И.П., Стромков А.А., Хилько А.И.* Экспериментальные исследования возможностей оптимизации зондирующих сигналов при низкочастотной акустической томографии мелкого моря // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 3. С. 316–329.
 15. *Вдовичева Н.К., Сазонтов А.Г.* Средняя интенсивность и пространственно-частотная когерентность звукового поля в глубоком океане при рассеянии на внутренних волнах // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 1. С. 46–52.
 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. *Чупров С.Д., Швачко Р.Ф.* Звуковое поле в океане с учетом случайных неоднородностей / В кн.: *Акустика океана*. Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1974. С. 573–581.
 18. *Распространение звука во флуктуирующем океане*. Под ред. Флатте С. Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 136 с.
 19. *Раевский М.А., Хилько А.И.* Влияние случайного сноса резонансных гармоник на частотный спектр поверхностной акустической реверберации в океане // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2006. Т. 49. № 5. С. 554–562.
 20. *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.
 21. *Collis J.M., Duda T.F., Lynch J.F., De Ferrari H.A.* Observed limiting cases of horizontal field coherence and array performance in a time-varying internal wave field // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. № 3. P. 2.
 22. *Lynch J.F., Duda T.F., Siegmann W.L., Holmesc J., Newhall A.E.* The “Carey number” in shallow water acoustics // *Proceedings of the 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics*. 2013. Corfu island. Greece. P. 1149.
 23. *Бреховских Л.М., Лысанов С.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 276 с.
 24. *Хилько А.И., Смирнов И.П., Машошин А.И., Шафранюк А.В.* Когерентность гидроакустических полей: структура и влияние на эффективность подводного наблюдения // *Труды XV научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”, совмещенной с XXII сессией Российского акустического общества*. ГЕОС. Москва, 2016. С. 96.
 25. *Бурдуковская В.Г., Смирнов И.П., Хилько А.И.* Области высокой корреляции акустических волн в океанических волноводах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2011. Т. 54. № 7. С. 522–535.
 26. *Бурдуковская В.Г., Смирнов И.П., Хилько А.И.* К обоснованию одного алгоритма расчета интенсивности акустического поля // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1999. Т. 42. № 12. С. 1172–1180.
 27. *Смирнов И.П., Хилько А.А.* Статистика времен прихода лучей в акустических волноводах океанического типа в условиях хаоса // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2007. Т. 50. № 3. С. 196–211.
 28. *Smirnov I.P., Virovlyansky A.L., Zaslavsky G.M.* Ray chaos, travel time modulation, and sensitivity to the initial conditions // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. № 3. P. 1595–1606.
 29. *Smirnov I.P., Virovlyansky A.L., Zaslavsky G.M.* Theory and applications of ray chaos to underwater acoustics // *Phys. Rev. E*. 2001. V. 64. P. 036221 (1–20).
 30. *Смирнов И.П., Хилько А.А.* Условия существования слабобрасходящихся пучков в плоскостных волноводах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1999. Т. 42. № 10. С. 982–991.
 31. *Baggeroer A.B.* Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? // *Proceedings of the 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics*. 2013. Corfu island. Greece. P. 41.
 32. *Смирнов И.П., Хилько А.И., Романова Т.В.* Оптимальное выделение модовых сигналов на фоне помех вертикальными решетками в плоскостных волноводах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2008. Т. 51. № 1. С. 50–62.
 33. *Хилько А.И., Смирнов И.П., Бурдуковская В.Г.* К вопросу об оптимальном возбуждении гидроакустического поля в рефракционных океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 6. С. 712–724.
 34. *Машошин А.И.* Исследование условий применимости корреляционной функции широкополосного многолучевого сигнала для оценки координат источника // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 3. С. 307–313.