

DOI 10.17725/rensit.2024.16.395.

Разрешение шумовых сигналов при наличии случайных неоднородностей океанической среды

¹Кузькин В.М., ²Переселков С.А., ³Грачев В.И., ²Рыбьянец П.В., ²Ткаченко С.А.

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, <http://www.gpi.ru/>

Москва 119991, Российская Федерация

²Воронежский государственный университет, <http://www.vsu.ru/>

Воронеж 394006, Российская Федерация

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>

Москва 125009, Российская Федерация

E-mail: kumiov@yandex.ru pereselkov@yandex.ru; grachev@cplire.ru rybyanets.edu@yandex.ru; tkachenko.edu@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.05.2024, рецензирована 14.05.2024, принята 16.05.2024

Аннотация: Обсуждено формирование голограммы шумовых сигналов в случайно-неоднородной океанической среде. Показано, что голограмма сигналов нескольких источников представляется преимущественно суммой голограмм сигналов, формирующихся невозмущенными и возмущенными полями. Описан метод очищения голограммы от возмущенных полей. Предложены критерии разрешения сигналов. Приведены результаты численного моделирования по разрешению двух сигналов и оценке параметров источников на фоне интенсивных внутренних волн, вызывающих горизонтальную рефракцию мод звукового поля.

Ключевые слова: голографическая обработка, неоднородная среда, спектральная плотность, разрешение сигналов, интенсивные внутренние волны

УДК 004.052.34

Благодарности: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

Для цитирования: Кузькин В.М., Переселков С.А., Грачев В.И., Рыбьянец П.В., Ткаченко С.А. Разрешение шумовых сигналов при наличии случайных неоднородностей океанической среды. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2024, 16(3):395-406. DOI: 10.17725/rensit.2024.16.395.

Noise signals resolution in the random inhomogeneities presence of oceanic environment

Venedikt M. Kuz'kin

Prokhorov Institute of General Physics of RAS, <http://www.gpi.ru/>

Moscow 119991, Russian Federation

E-mail: kumiov@yandex.ru

Sergey A. Pereselkov, Pavel V. Rybyanets, Sergey A. Tkachenko

Voronezh State University, <http://www.vsu.ru/>

Voronezh 394006, Russian Federation

E-mail: pereselkov@yandex.ru; rybyanets.edu@yandex.ru; tkachenko.edu@yandex.ru

Vladimir I. Grachev

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, <http://www.cplire.ru/>

Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: grachev@cplire.ru

Received May 11, 2024, peer-reviewed May 14, 2024, accepted May 16, 2024

Abstract: The formation of a hologram of noise signals in a randomly inhomogeneous oceanic environment is discussed. It is shown that a hologram of signals from several sources appears predominantly as a sum of holograms of signals formed by undisturbed and disturbed fields. A method for clearing a hologram from disturbed fields is described. Criteria for signal resolution are proposed. The results of numerical modeling are presented for resolving two signals and estimating the parameters of sources against the background of intense internal waves causing horizontal refraction of sound field modes.

Keywords: holographic processing, inhomogeneous medium, spectral density, signal resolution, intense internal waves

UDC 004.052.34

Acknowledgments: The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

For citation: Venedikt M. Kuz'kin, Sergey A. Pereselkov, Vladimir I. Grachev, Pavel V. Rybyanets, Sergey A. Tkachenko. Noise signals resolution in the random inhomogeneities presence of oceanic environment. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2024, 16(3):395-406. DOI: 10.17725/j.rensit.2024.16.395.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (396)
 2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА (397)
 3. РАЗРЕШЕНИЕ СИГНАЛОВ (400)
 4. КРИТЕРИЙ РАЗРЕШЕНИЯ ДВУХ СИГНАЛОВ (400)
 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ (401)
 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (404)
- ЛИТЕРАТУРА (404)

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из слабо разработанных проблем обработки гидроакустических сигналов – обеспечение высокой помехоустойчивости в условиях пространственно-временной изменчивости акватории, совмещенной с адаптивностью к изменяющимся условиям распространения волнового поля. Трудности подхода к ее решению вытекают из ограниченности применяемых методов решения, не учитывающих устойчивые структурные особенности интерференционной картины (интерферограммы) энергетических характеристик звукового поля, формируемой широкополосными источниками. Как показали теоретические исследования, численные и натурные эксперименты последних лет, решение

проблемы делает возможным голографическая обработка [1-3]. Она реализует квазикогерентное накопление максимумов спектральной плотности сигнала вдоль локализованных полос интерферограммы в переменных частота-время, которая далее подвергается двумерному преобразованию Фурье. На выходе интегрального преобразования (голограммы) спектральная плотность сигнала фокусируется в малой области по сравнению с помехой, обеспечивая большую помехоустойчивость. Развиваемый голографический подход позволяет по-новому осмыслить и пересмотреть сложившиеся ранее представления в обработке сигналов малошумных источников, где играет роль интерференция волн.

Разрабатываемые голографические методы продемонстрировали высокую устойчивость в волноводах с пространственно-временными неоднородностями, в частности, при наличии возмущений, обусловленных интенсивными внутренними волнами [4-8]. Уникальную возможность избежать (или существенно уменьшить) эти искажения предоставляет голографический метод записи и восстановления

интерферограммы, опирающейся на разделении на голограмме областей невозмущенного и возмущенного полей. Впервые этот эффект был установлен при голографической обработке данных эксперимента SWARM-95 [4,5], когда интенсивные внутренние волны (ИВВ) вызывали горизонтальную рефракцию и взаимодействие мод акустического поля источника. Голографическая обработка гидроакустических сигналов позволяет эффективно решать важные прикладные задачи гидроакустики: обнаруживать малозвучный источник [9-11], оценивать его дальность и пеленг [12-17]. Следует отметить, что предложенная модовая голография [18-20] обеспечивает возможность разделения мод звукового поля источника в точке приема и оценку их параметров: амплитуды, скорости распространения и коэффициенты затухания и т.д. Одним из многообещающих приложений голографической обработки является разрешение нескольких шумовых сигналов с использованием одиночного приемника. Решение этой задачи на основе численного моделирования для регулярного волновода на фоне интенсивной помехи, маскирующей сигналы, впервые рассмотрено в [21].

В данной работе изложена голографическая обработка шумовых сигналов нескольких источников в условиях пространственно-временной нестабильности океанической среды. Представлен алгоритм, позволяющий с минимальными искажениями восстанавливать сигналы на фоне неоднородностей среды. Сформулированы критерии разрешения сигналов с применением одиночного приемника. Приведены результаты численного моделирования разрешения двух шумовых сигналов на фоне ИВВ, вызывающих горизонтальную рефракцию мод звуковых полей источников, и оценены параметры движущихся источников

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА

Рассмотрим голографическую обработку N шумовых сигналов $p_{(n)}(t)$, $n = \overline{1, N}$, в случайно-неоднородной океанической среде на примере звукового давления, регистрируемого одиночным приемником. Нижние индексы в скобках « (n) » относятся к номеру сигнала источника. Для

векторных компонент поля векторно-скалярного приемника рассмотрение аналогично [13]. Звуковое давление в точке приема, искаженное неоднородностями среды в отсутствие помехи, запишем в виде

$$p(t) = \sum_{n=1}^N [\bar{p}_{(n)}(t) + \tilde{p}_{(n)}(t)]. \quad (1)$$

Здесь $\bar{p}_{(n)}(t)$ и $\tilde{p}_{(n)}(t)$ – сигналы n -го источника, порожденные невозмущенным и возмущенным волновыми полями. В частотной полосе Δf за время наблюдения Δt накапливаются J независимых шумовых реализаций $p(t)$ продолжительностью T и с временным интервалом δT между ними

$$J = \Delta t / (T + \delta T). \quad (2)$$

Реализации независимы, если $\delta T \geq 1/\Delta f$. Оконным преобразованием Фурье восстанавливаются частотно-временные представления шумовых реализаций $p(f, t)$ и формируется интерферограмма звукового давления

$$P(f, t) = p(f, t) p^*(f, t), \quad (3)$$

где верхний индекс «*» обозначает комплексно-сопряженную величину. Сгруппируем члены в интерферограмме (3) следующим образом

$$P(f, t) = \sum_{b=1}^4 P_b(f, t). \quad (4)$$

Здесь

$$P_1(f, t) = \sum_{n=1}^N |\bar{p}_{(n)}(f, t)|^2 \quad (5)$$

– интерферограмма невозмущенного поля, формируемая квазикогерентным накоплением максимумов спектральной плотности сигналов;

$$P_2(f, t) = \sum_{n=1}^N |\tilde{p}_{(n)}(f, t)|^2 \quad (6)$$

– интерферограмма возмущенного поля, вызванная пространственно-временной изменчивостью океанической среды;

$$P_3(f, t) = \sum_{n=1}^N [\bar{p}_{(n)}(f, t) \tilde{p}_{(n)}^*(f, t) + \tilde{p}_{(n)}(f, t) \bar{p}_{(n)}^*(f, t)] \quad (7)$$

– интерферограмма, обусловленная интерференцией волн возмущенного и

невозмущенного полей, формируемая каждым сигналом;

$$P_4(f, t) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[\bar{P}_{(m)}(f, t) \bar{P}_{(n)}^*(f, t) + \tilde{P}_{(m)}(f, t) \tilde{P}_{(n)}^*(f, t) + \bar{P}_{(m)}(f, t) \tilde{P}_{(n)}^*(f, t) + \tilde{P}_{(m)}(f, t) \bar{P}_{(n)}^*(f, t) \right] \quad (8)$$

– интерферограмма, содержащая перекрестные интерференционные слагаемые невозмущенного и возмущенного полей, относящиеся к разным сигналам, $m \neq n$. Всего в сумме (4) имеется $4N^2$ слагаемых. В интерферограммах (5), (6) содержится N членов, в интерферограмме (7) – $2N$ членов, в интерферограмме (8) – $4N(N - 1)$ членов. В случае одного шумового сигнала, $n = 1$, составляющая $P_4(f, t) = 0$.

Таким образом, в условиях пространственно-временной изменчивости среды волновые поля шумовых источников имеют сложную интерференционную структуру. Применим к интерферограмме (4) двумерное преобразование Фурье

$$F(\tau, \nu) = \int_0^{\Delta t} \int_{f_1}^{f_2} P(f, t) \exp[i2\pi(\nu t - \tau f)] df dt = \sum_{b=1}^4 F_b(\tau, \nu). \quad (9)$$

Здесь ν и τ – частота и время голограммы; $f_{1,2}$ $f_{1,2} = f_0 \mp (\Delta f / 2)$, f_0 – средняя частота спектра; $F_b(\tau, \nu)$ – парциальная голограмма интерферограммы $P_b(f, t)$, $b = \overline{1, 4}$. При выполнении преобразования Фурье на интерферограмме (4) устраняется среднее значение. Если это не выполнено до применения анализа Фурье, то на голограмме в начале координат появляется интенсивный пик, уменьшающий разрешающую способность. Рассмотрим структуру спектральных плотностей парциальных голограмм.

Спектральная плотность голограммы $F_1(\tau, \nu)$ движущихся источников сконцентрирована в $2N$ узких полосах в виде отдельных фокальных пятен, вызванных интерференцией мод разных номеров [12]. Они расположены в первом и третьем квадрантах голограммы, если радиальные скорости источников $w_{(n)} < 0$ (источники

приближаются к приемнику), и во втором и четвертом квадрантах, когда они удаляются от приемника ($w_{(n)} > 0$). Под радиальной скоростью источника понимается проекция скорости в направлении на приемник. При неподвижных или движущихся источниках с радиальными скоростями, равными нулю, координаты пиков фокальных пятен расположены на оси времени τ . Область локализации каждого из сигналов содержит $(M-1)$ главных максимумов с координатами $(\tau_{\mu(n)}, \nu_{\mu(n)})$, расположенными на прямых $\nu = \varepsilon_{(n)} \tau$ с угловыми коэффициентами $\varepsilon_{(n)} = \nu_{\mu(n)} / \tau_{\mu(n)}$. Здесь M – число мод, формирующих поле, $\mu = \overline{1, (M-1)}$ – номер фокального пятна. Ближайший к началу координат максимум первого фокального пятна, обусловленный интерференцией соседних мод, приходится на значения $(\tau_{1(n)}, \nu_{1(n)})$. Координаты соседнего пика, вызванного интерференцией мод номеров $(m, m + 2)$, расположены в точке $(\tau_{2(n)}, \nu_{2(n)})$ и т.д. И, наконец, координаты самого удаленного пика, продиктованного интерференцией первой и последней моды – $(\tau_{(M-1)(n)}, \nu_{(M-1)(n)})$. В точках с координатами $(\tau_{\mu(n)}, \nu_{\mu(n)})$ суммируются $(M - \mu)$ главных максимумов.

Угловые коэффициенты прямых расположения максимумов фокальных пятен $\varepsilon_{(n)}$ и интерференционных полос $\delta f_{(n)} / \delta t_{(n)}$ связаны соотношением

$$\varepsilon_{(n)} = -\delta f_{(n)} / \delta t_{(n)}, \quad (10)$$

где $\delta f_{(n)}$ – частотный сдвиг максимума волнового поля за время $\delta t_{(n)}$.

При условии $r_{0(n)} \gg |w_{(n)}| \Delta t$, где $r_{0(n)}$ – удаление источника от приемника в начальный момент времени $t = 0$, радиальная скорость и начальное расстояние равны

$$\dot{w}_{(n)} = -2\pi \kappa_{w\mu} \nu_{\mu(n)}, \quad \dot{r}_{0(n)} = \kappa_{r\mu} \tau_{\mu(n)}, \quad (11)$$

$$\kappa_{w\mu} = \left| h_{m(m+\mu)}(f_0) \right|^{-1}, \quad (12)$$

$$\kappa_{r\mu} = 2\pi \left| dh_{m(m+\mu)}(f_0) / df \right|^{-1}$$

– коэффициенты, определяющие пространственные и частотные масштабы изменчивости передаточной функции волновода [22]. Здесь $h_{mn} = h_m - h_n$, h_m – невозмущенное горизонтальное волновое число m -й моды. Восстановленные параметры

источников, в отличие от их истинных значений, отмечены точкой сверху. Черта сверху означает усреднение по номерам мод. Для первого ($\mu = 1$) и последнего ($\mu = M - 1$) номеров фокальных пятен, ограничивающих область концентрации спектральной плотности сигналов, соотношение (12) упрощается

$$\begin{aligned} \kappa_{w1} &= (M - 1) |h_{1M}(f_0)|^{-1}, \\ \kappa_{r1} &= 2\pi(M - 1) |dh_{1M}(f_0)/df|^{-1}, \\ \kappa_{w(M-1)} &= \kappa_{w1}/(M - 1), \quad \kappa_{r(M-1)} = \kappa_{r1}/(M - 1). \end{aligned} \quad (13)$$

Спектральная плотность сигналов сфокусирована в полосе, ограниченной прямыми $\nu_{I(n)}(\tau) = \varepsilon(n)\tau + \delta\nu$, $\nu_{II(n)}(\tau) = \varepsilon(n)\tau - \delta\nu$, (14) ширина полосы

$$d(n) = 2\delta\nu / \left(1 + \varepsilon(n)^2\right), \quad (15)$$

длина полосы

$$l(n) = \left[\left(\tau_{(M-1)(n)} - \tau_{I(n)} \right) + 2\delta\tau \right] \left(1 + \varepsilon(n)^2 \right). \quad (16)$$

Здесь $\delta\nu = 1/\Delta t$ – полуширина фокальных пятен в направлении оси ν , $\delta\tau = 1/\Delta f$ полуширина фокальных пятен в направлении оси τ . Вне этой полосы спектральная плотность сигналов практически подавлена. Используя (15), (16), площади областей фокусировки можно выразить как

$$S(n) = d(n) \cdot l(n) = \frac{2 \left(\tau_{(M-1)(n)} - \tau_{I(n)} \right)}{\Delta t} + \frac{4}{\Delta t \Delta f} \quad (17)$$

или, принимая во внимание (11), (13),

$$S(n) = \frac{(M - 2)}{\pi(M - 1)} \frac{\dot{\tau}_0(n)}{\Delta t} \left| \frac{dh_{1M}(f_0)}{df} \right| + \frac{4}{\Delta t \Delta f}. \quad (18)$$

Площадь области фокусировки не зависит от радиальной скорости источника, увеличивается с возрастанием удаленности и уменьшением времени наблюдения, ширины полосы и средней частоты спектра.

Итак, двумерное преобразование Фурье позволяет получать независимые отображения различных источников, интерференционные полосы которых перекрываются по частоте и времени.

Для случайно-неоднородных океанических волноводов характерны слабые и медленные

изменения квадрата показателя преломления, которые инициируют вариации горизонтальных волновых чисел и амплитуд мод [23]. При этом, как показывают модельные расчеты [19,20], производные горизонтальных волновых чисел мод по частоте (величины, обратные групповым скоростям мод) менее подвержены влиянию возмущения среды. В условиях, когда можно пренебречь изменениями поправок групповых скоростей мод, спектральные плотности голограммы $F_2(\tau, \nu)$ концентрируются вдоль оси частоты ν в форме фокальных пятен. Данное положение ранее получило экспериментальное подтверждение на примере рассмотрения неоднородностей среды в форме ИВВ [4,5,16,17]. Спектральная плотность возмущенного поля возрастает с увеличением времени наблюдения и может превышать спектральную плотность невозмущенного поля.

Контрастность интерферограммы $P_3(f, t)$ (7), обусловленной интерференцией невозмущенных и возмущенных волновых полей разных источников, невелика. Поэтому спектральную плотность голограммы $F_3(\tau, \nu)$, получаемую частотно-временным накоплением при фурье-преобразовании, следует рассматривать как некий слабоконтрастный размазанный фон, который на голограмме концентрируется в малой области.

Невозмущенные и возмущенные поля разных источников не коррелированы, так что спектральная плотность голограммы $F_4(\tau, \nu)$ пренебрежимо мала по сравнению со спектральными плотностями голограмм $F_{1,2,3}(\tau, \nu)$, $|F_4(\tau, \nu)| \ll |F_{1,2,3}(\tau, \nu)|$.

Пренебрегая вкладом спектральной плотности голограммы $F_4(\tau, \nu)$, результирующую голограмму (9) шумовых сигналов в случайно-неоднородной среде можно записать в виде

$$\begin{aligned} F(\tau, \nu) &= \int_0^{\Delta t} \int_{f_1}^{f_3} \sum_{b=1}^3 I_b(f, t) \exp[i2\pi(\nu t - \tau f)] df dt = \\ &= \sum_{b=1}^3 F_b(\tau, \nu). \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, в случайно-неоднородной среде модель голограммы нескольких шумовых сигналов отличается достаточной простотой и в то же время содержит в себе большое разнообразие форм поведения. Кроме того, она

обладает предсказательной силой в отношении восстановления параметров шумовых источников.

3. РАЗРЕШЕНИЕ СИГНАЛОВ

На голограмме (19) спектральные плотности шумовых сигналов, обусловленные невозмущенным и возмущенным волновыми полями, локализованы в разных областях, которые практически не пересекаются. В результате появляется возможность получения голограмм незначительно искаженных шумовых сигналов при наличии неконтролируемых неоднородностей среды. Очищение голограммы от возмущений среды основано на вырезании спектральной плотности на временном интервале $2\delta\tau = 2/\Delta f$ вдоль оси частоты ν . Метод очистки не требует предварительного знания о характере возмущения и сигналов. Если теперь к очищенной голограмме применить двумерное обратное преобразование Фурье, то восстановленная интерферограмма преимущественно будет представлять собой муаровую картину из локализованных полос отдельных сигналов, сформированных невозмущенным полем.

Очищенную от возмущения голограмму можно теперь использовать для разрешения шумовых сигналов, мало искаженных неоднородностями среды. Под разрешением сигналов понимается их раздельное обнаружение и определение параметров источников. В качестве критерия разрешающей способности принимается точность, с которой параметры (пеленг, радиальная скорость, удаление, глубина) каждого источника определяются при наличии других источников. Механизм разрешения сигналов основан на том, что результирующая голограмма приближенно рассматривается как линейная суперпозиция голограмм отдельных сигналов.

Разрешение сигналов осуществляется следующим образом. Вначале на голограмме выделяется область локализации спектральной плотности наиболее мощного сигнала. Она вырезается и по отношению к очищенной голограмме применяется обратное двумерное преобразование Фурье по восстановлению интерферограммы. Выделяя последовательно на голограмме области локализации отдельных

сигналов и вырезая их, будем получать голограммы и интерферограммы менее интенсивных сигналов. Возможности очистки ограничены входным отношением с/п [21].

С каждым шагом очистки восстанавливаемая голограмма сигнала будет все больше отличаться от оригинала его голограммы в отсутствие возмущения среды. Это обусловлено тем, что при вырезании локализованной области одного из сигналов частично могут вырезаться и спектральные плотности других, менее интенсивных сигналов. Эффект преимущественно будет проявляться в областях расположения малых номеров фокальных пятен, т.е. будут ослабляться и искажаться низкочастотные компоненты. Механизм очистки может приводить к искажению голограммы и соответственно к повышению погрешности определения параметров источников при увеличении шага очистки. Так как вырезание изменяет только распределение спектральной плотности, то оно должно незначительно влиять на положение максимумов фокальных пятен и форму интерферограммы. Для повышения точности восстановления параметров источников следует использовать фокальные пятна высших номеров.

4. КРИТЕРИЙ РАЗРЕШЕНИЯ ДВУХ СИГНАЛОВ

Рассмотрим критерий разрешения двух сигналов с применением одиночного приемника. В качестве критерия разрешения сигналов положим требование, чтобы их спектральные плотности на голограмме не пересекались. Для выполнения этого условия достаточно потребовать непересечения спектральных плотностей их первых фокальных пятен. Если спектральные плотности сигналов расположены в разных квадрантах голограммы (радиальные скорости источников имеют разные знаки), то возможности разделения сигналов улучшаются.

Для определенности проанализируем случай, когда спектральные плотности сигналов расположены в первом квадранте голограммы. Положим $\epsilon_{(1)} > \epsilon_{(2)}$. Тогда сформулированный критерий разрешения сигналов сводится к условию

$$\epsilon_{(1)}\tau_{I(1)} - \epsilon_{(2)}\tau_{I(2)} \geq (2/\Delta f). \quad (20)$$

Используя (11), (13), неравенство (20) можно привести к виду

$$\Delta t \left| \dot{w}_{(1)} - \dot{w}_{(2)} \right| \geq 2D_{\max} \cdot \quad (21)$$

где

$$D_{\max} = 2\pi / \left| \dot{h}_{m(m+1)}(f_0) \right| \quad (22)$$

– усредненный максимальный пространственный период интерферограммы, обусловленный интерференцией соседних мод [22]. Выполнение условия (21) не зависит от начальных расстояний источников $r_{0(1,2)}$ и ширины полосы Δf . Условие остается справедливым и тогда, когда спектральные плотности сигналов расположены в четвертом квадранте голограммы, а также, если радиальная скорость одного из источников равна нулю. Единственным переменным параметром, которым определяется качество разрешения сигналов при заданных характеристиках акватории, является время наблюдения. Если его выбрать малым, то на голограмме интерференционная картина возмущенного поля (6) не запишется, сигнал на голограмме будет неискаженным. Однако при этом разрешающая способность снижается. Если его выбрать большим, то при очистке могут быть уничтожены существенные низкочастотные компоненты невозмущенных сигналов. Разрешающая способность при этом возрастает.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда радиальные скорости источников равны нулю, $w'_{(1,2)} = 0$, т.е. область фокусировки расположена вдоль оси времени τ . Пусть $r_{0(2)} > r_{0(1)}$. Тогда требование разрешения сигналов сводится к условию непересечения последнего и первого фокальных пятен, формируемых сигналами первого и второго источников

$$\tau_{1(2)} - \tau_{(M-1)(1)} \geq (2 / \Delta f). \quad (23)$$

Вводя обозначения усредненного максимального частотного масштаба изменчивости интерферограммы сигнала второго источника

$$\Lambda_{\max(2)} = \frac{2\pi}{r_{0(2)} \left| \dot{h}_{m(m+1)}(f_0) / df \right|} \quad (24)$$

и минимального частотного масштаба изменчивости интерферограммы сигнала первого источника [22]

$$\Lambda_{\max(1)} = \frac{2\pi}{r_{0(1)} \left| \dot{h}_{1M}(f_0) / df \right|}, \quad (25)$$

неравенство (23), воспользовавшись выражениями (11), (13), можно привести к виду

$$\left(1 / \Lambda_{\max(2)} \right) - \left(1 / \Lambda_{\min(1)} \right) \geq (2 / \Delta f). \quad (26)$$

Реализация неравенства (22) от времени наблюдения не зависит.

Характерной чертой критериев разрешения сигналов (20) и (23) является то обстоятельство, что они определяются параметрами передаточной функции волновода. Поэтому их физическое содержание различно в зависимости от выбора акватории. Предлагаемые критерии удобны тем, что они дают априорные условия разрешения сигналов в зависимости от параметров передаточной функции волновода, радиальных скоростей и удаленностей источников.

5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В рамках численного моделирования рассмотрим разрешение двух шумовых сигналов с применением одиночного приемника на фоне ИВВ, вызывающих горизонтальную рефракцию мод звукового поля.

Распределение скорости звука по глубине приведено на **Рис. 1**. Диапазон частот $\Delta f = 100$ – 120 Гц. Параметры жидкого поглощающего дна: отношение плотности грунта и воды $\rho = 1.8$; комплексный показатель преломления $n = 0.84(1 + i0.03)$. Поле формируется $M = 4$ модами. Постоянные распространения мод $h_m(f_0)$ и их производные по частоте $(dh_m(f_0)/df)$ на средней частоте спектра $f_0 = 110$ Гц приведены в **Таблице 1**.

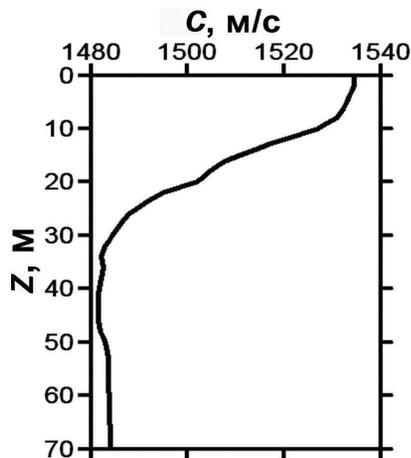


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука.

Таблица 1

Частота $f_0 = 110$ Гц

Номера мод, m	1	2	3	4
$h_m, \text{м}^{-1}$	0.4635	0.4557	0.4450	0.4310
$(dh_m/df)/10^{-3}, \text{с/м}$	2.4015	2.4177	2.4504	2.5172

В начальный момент времени $t_0 = 0$ расстояние между источниками и приемником $r_{0(1,2)} = 12$ км. Радиальные скорости источников: $w_{(1)} = -1$ м/с, $w_{(2)} = -4$ м/с. Источники расположены на глубине $z_{(1,2)} = 15$ м, одиночный приемник – на глубине $z_q = 65$ м. Равномерный спектр шумоизлучения, интенсивность одинаковая. Шумовые реализации длительностью $T = 4$ с звукового давления регистрируются с периодичностью $T_* = 5$ с. Модель возмущения: цуг ИВВ, состоящий из трех одинаковых солитонов. Параметры солитона: амплитуда $A = 20$ м, ширина $\eta = 200$ м, скорость $u = 0.7$ м/с. Период между солитонами $\Lambda = 250$ м. Ширина фронта возмущения превышает длину трассы. Время наблюдения $\Delta t = 10$ мин.

Согласно исходным данным, критерий (21) разрешения шумовых сигналов выполняется. Результаты голографической обработки в отсутствие ИВВ по сигналам отдельных источников и суммарному сигналу двух источников представлены на **Рис. 2–4**. Угловые коэффициенты наклона интерференционных полос: $\delta f_{(1)}/\delta t_{(1)} = -0.015 \text{ с}^{-2}$ (Рис. 2а); $\delta f_{(2)}/\delta t_{(2)} = -0.062 \text{ с}^{-2}$ (Рис. 3а). Координаты пиков первых фокальных пятен: $\tau_{1(1)} = 0.075 \text{ с}$, $\nu_{1(1)} = 0.0019 \text{ Гц}$ (Рис. 2б); $\tau_{1(2)} = 0.077 \text{ с}$, $\nu_{1(2)} = 0.0068 \text{ Гц}$ (Рис. 3б). Согласно (11) и данным Таблицы 1 восстановленные параметры источников: $\dot{w}_{(1)} = -1.12 \text{ м/с}$, $\dot{r}_{0(1)} = 12.21 \text{ км}$; $\dot{w}_{(2)} = -3.93 \text{ м/с}$, $\dot{r}_{0(2)} = 12.53 \text{ км}$. Положения максимумов функций обнаружения: $\epsilon_{(1)} = 0.015 \text{ с}^{-2}$ (Рис. 2в);

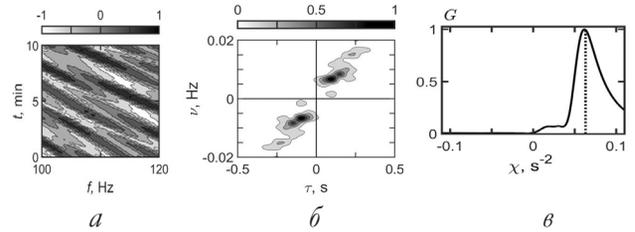


Рис. 3. Нормированные интерферограмма (а), модуль голограммы (б) и функция обнаружения (в) сигнала источника, движущегося с радиальной скоростью $w_{(2)} = -4$ м/с, в отсутствие ИВВ.

$\epsilon_{(2)} = 0.062 \text{ с}^{-2}$ (Рис. 3в). Ширина полосы функции обнаружения на уровне 0.5 от максимума: $\Delta\chi_{(1)} = 0.018 \text{ с}^{-2}$; $\Delta\chi_{(2)} = 0.037 \text{ с}^{-2}$.

На интерферограмме суммарного поля (Рис. 4а) прослеживаются перекрывающиеся интерференционные полосы сигналов двух источников, т.е. сигналы источников не интерферируют между собой. На голограмме (Рис. 4б) спектральные плотности сигналов практически не накладываются друг на друга, поэтому координаты фокальных пятен, определяющие координаты источников, не изменяются. Максимумы функций обнаружения (Рис. 4в) приходятся на значения угловых коэффициентов, отвечающих отдельным сигналам. При равной мощности излучения, как видно из Рис. 4в, максимум функции обнаружения, отвечающий первому сигналу, в 1.93 раза превышает максимум, второго сигнала. Это различие связано с увеличением ширины полосы функции обнаружения. Таким образом, в отсутствие ИВВ сигналы двух источников разрешаются.

Результаты голографической обработки при наличии ИВВ показаны на **Рис. 5–7**. ИВВ вызывают размытие интерференционных полос отдельных сигналов. Угловые коэффициенты

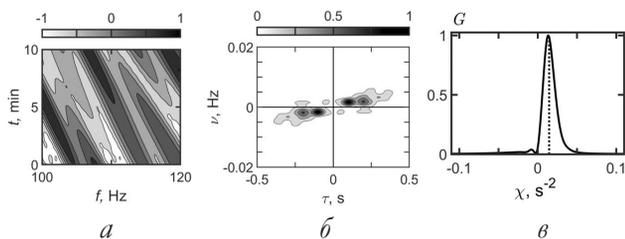


Рис. 2. Нормированные интерферограмма (а), модуль голограммы (б) и функция обнаружения (в) сигнала источника, движущегося с радиальной скоростью $w_{(1)} = -1$ м/с, в отсутствие ИВВ.

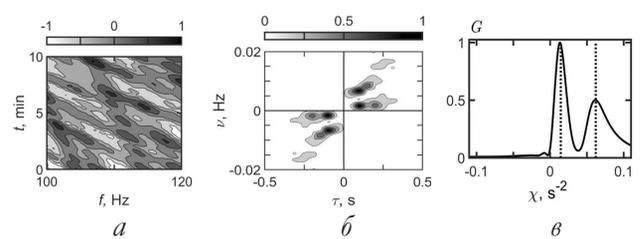


Рис. 4. Нормированные интерферограмма (а), модуль голограммы (б) и функция обнаружения (в), сформированные сигналами двух источников в отсутствие ИВВ.

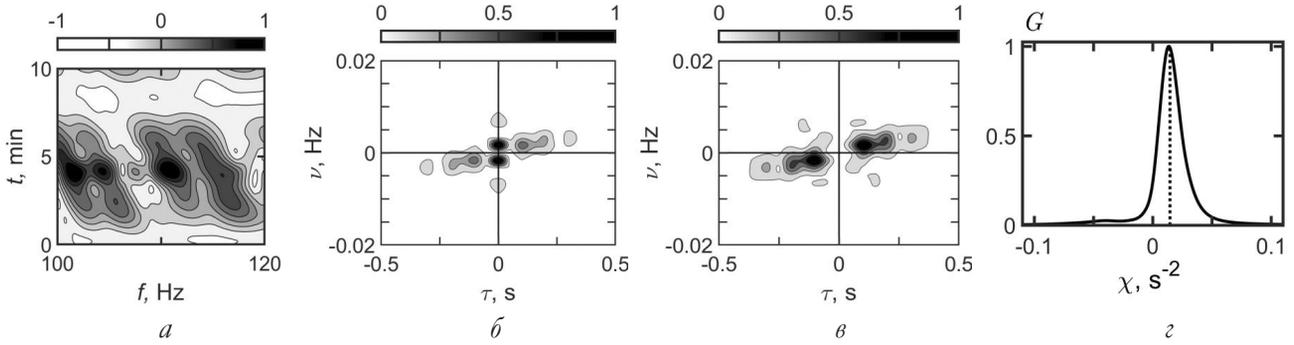


Рис. 5. Нормированные интерферограмма (а), модуль неочищенной голограммы (б), модуль голограммы после очистки (в) и функция обнаружения очищенной голограммы (г) в присутствии ИВВ. Источник движется с радиальной скоростью $w = -1$ м/с.

наклона локализованных полос $\delta f_{(1)}/\delta t_{(1)} = -0.014 \text{ c}^{-2}$ (Рис. 5а); $\delta f_{(2)}/\delta t_{(2)} = -0.063 \text{ c}^{-2}$ (Рис. 6а). Изменение угла наклона интерференционных полос по сравнению со случаем отсутствия ИВВ не заметно. На оси частоты неочищенных голограммах (Рис. 5б, 6б) наблюдаются спектральные плотности в форме фокальных пятен, обусловленных интерференцией волн возмущенного поля. Интенсивность этих спектральных пятен существенно превышает интенсивность фокальных пятен невозмущенных сигналов, что обусловлено большим временем наблюдения. Очищенные от ИВВ спектральные плотности голограмм вдоль оси частоты представлены на Рис. 5в, 6в. Координаты пика первых фокальных пятен: $\tau_{1(1)} = 0.077 \text{ с}$, $\nu_{1(1)} = 0.0017 \text{ Гц}$ (Рис. 5в); $\tau_{1(2)} = 0.077 \text{ с}$, $\nu_{1(2)} = 0.0070 \text{ Гц}$ (Рис. 6в). Восстановленные параметры источников: $\dot{w}_{(1)} = -0.96 \text{ м/с}$, $\dot{r}_{0(1)} = 12.53 \text{ км}$; $\dot{w}_{(2)} = -4.06 \text{ м/с}$, $\dot{r}_{0(2)} = 12.53 \text{ км}$.

Как видно, при очистке голограмм ИВВ практически не влияют на восстановленные параметры отдельных источников. Положения максимумов функций обнаружения: $\epsilon_{(1)} = 0.015$

c^{-2} (Рис. 5з); $\epsilon_{(2)} = 0.061 \text{ c}^{-2}$ (Рис. 6з). Ширина полосы функции обнаружения на уровне 0.5 от максимума: $\Delta\chi_{(1)} = 0.020 \text{ c}^{-2}$; $\Delta\chi_{(2)} = 0.051 \text{ c}^{-2}$. В области отрицательных значений χ для второго сигнала наблюдается незначительный максимум функции обнаружения, отвечающий интерференции невозмущенных и возмущенных волновых полей источника. Максимум в 4.14 раза меньше пика невозмущенного сигнала.

Интерферограмма суммарного поля (Рис. 7а) представляет собой совокупность фокальных пятен на фоне размытой интерференционной картины. На неочищенной голограмме (Рис. 7б), как и в случае отдельных сигналов источников (Рис. 5б, 6б), на оси частоты регистрируются фокальные пятна возмущенного поля, которые по интенсивности намного превышают интенсивность фокальных пятен невозмущенных сигналов.

На очищенной голограмме (Рис. 7в) координаты пиков первых фокальных пятен совпадают с координатами пиков фокальных пятен отдельных сигналов. Восстановленные параметры источников идентичны параметрам

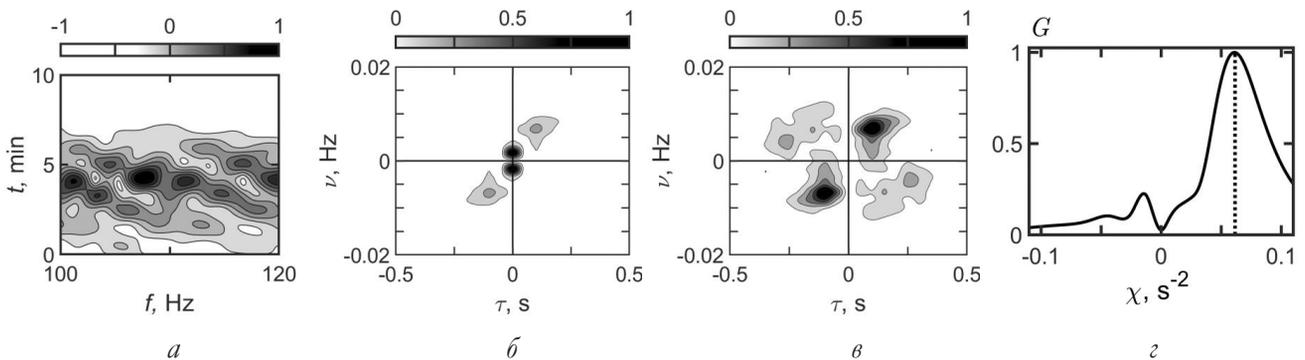


Рис. 6. Нормированные интерферограмма (а), модуль неочищенной голограммы (б), модуль голограммы после очистки (в) и функция обнаружения очищенной голограммы (г) в присутствии ИВВ. Источник движется с радиальной скоростью $w = -4$ м/с.

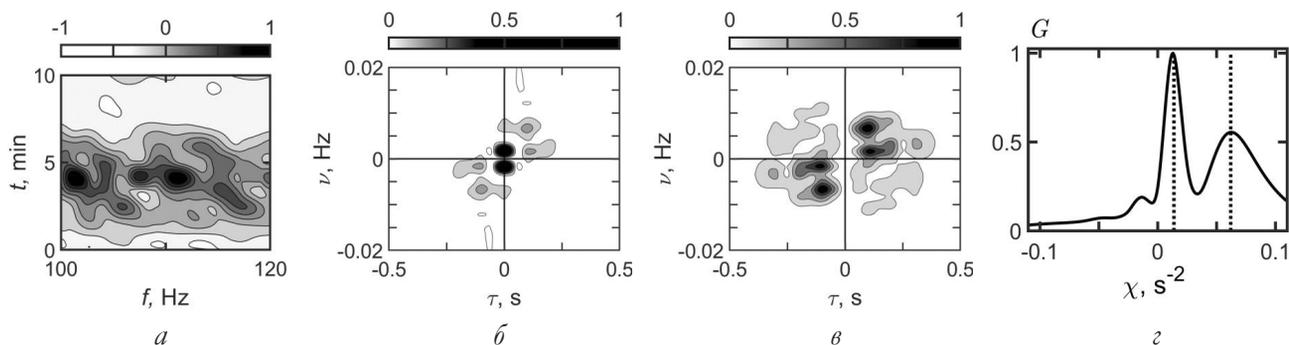


Рис. 7. Нормированные интерферограмма (а), модуль неочищенной голограммы (б), модуль голограммы после очистки (в) и функция обнаружения очищенной голограммы (г) в присутствии ИВВ, сформированные сигналами двух источников.

отдельных источников. Положения максимумов функции обнаружения сигналов: $\epsilon_{(1)} = 0.015 \text{ с}^{-2}$, $\epsilon_{(2)} = 0.063 \text{ с}^{-2}$ (Рис. 7г). Максимум первого сигнала в 1.81 раз превышает максимум второго сигнала. Максимум, обусловленный интерференцией невозмущенных и возмущенных полей источников, лежащий в области отрицательных значений χ , в 2.91 раза меньше максимума второго сигнала. Сигналы двух источников разрешаются, восстанавливаемые параметры источников обнаруживают весьма слабую чувствительность к присутствию ИВВ при большом времени наблюдения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В условиях пространственно-временной изменчивости океанической среды голограмма нескольких шумовых сигналов представляет собой сумму голограмм отдельных сигналов, формирующихся невозмущенным и возмущенным полями. Голограммы источников формируются невозмущенным и возмущенным полями с ярко выраженными фокусировками, расположенными в различных областях результирующей голограммы, а также полем, обусловленным интерференцией невозмущенного и возмущенного полей, интерферограмма которого имеет слабоконтрастный размазанный фон. На голограмме спектральная плотность сигналов, обусловленная возмущенным полем, концентрируется в узкой полосе вдоль оси частоты, ширина которой определяется частотным диапазоном. Спектральная плотность сигналов, вызванная невозмущенным полем, локализуется в узких полосах, ширина которых

определяется временем наблюдения, а их наклон — параметрами движения источников. Такая конфигурация спектральных плотностей позволяет с минимальными искажениями регистрировать голограммы отдельных сигналов и восстанавливать по ним радиальные скорости и удаленности разрешаемых источников. Наиболее существенным фактором, определяющим разрешение сигналов, является малость пика голограммы, обусловленной интерференцией невозмущенного и возмущенного полей отдельных сигналов. Установлены критерии разрешения сигналов двух источников, опирающиеся на представление о непересечении их спектральных плотностей на голограмме. Критерии определяют условия разрешения сигналов в зависимости от передаточной функции среды распространения, радиальных скоростей и удаленности источников. На основе численного моделирования продемонстрировано возможность устранения на голограммах спектральных плотностей, обусловленных низкочастотными компонентами возмущенного поля. Показано, что при определенных условиях голографический метод с применением одиночного приемника способен разрешать два шумовых сигнала и определять с малой погрешностью параметры движущихся источников на фоне ИВВ, вызывающих горизонтальную рефракцию мод звукового поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Переселков СА, Кузькин ВМ. Голографическая обработка широкополосных гидроакустических сигналов. Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2023, 183 с.

2. Pereselkov SA, Kuz'kin VM. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization. *Journal of Acoustical Society of America*, 2022, 151(2):666-676.
3. Ehrhardt M, Pereselkov S, Kuz'kin V, Kaznacheev I, Rybyanets P. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water. *Journal of Sound and Vibration*, 2023, 544:117388.
4. Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Zvyagin VG, Malykhin Yu, Prosovetskiy DYU. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf. *Physics of Wave Phenomena*, 2018, 26(2):160-167.
5. Badiy M, Kuz'kin VM, Lyakhov GA, Pereselkov SA, Prosovetskiy DYU, Tkachenko SA. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II. *Phys. Wave Phenom.*, 2019, 27(4):313-319.
6. Kaznacheeva ES, Kuz'kin VM, Pereselkov SA. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves. *Physics of Wave Phenomena*, 2021, 29(3):278-284.
7. Pereselkov S, Kuz'kin V, Ehrhardt M, Tkachenko S, Rybyanets P, Ladykin N. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2023, 11(10):1922.
8. Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Badiy M, Ladykin NV, Malykhin AYU, Tkachenko SA. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves. *Physics of Wave Phenomena*, 2023, 31(5):346-354.
9. Казначеев ИВ, Кузнецов ГН, Кузькин ВМ, Переселков СА. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником. *Акустический журнал*, 2018, 64(1):33-45.
10. Кузькин ВМ, Переселков СА, Матвиенко ЮВ, Ткаченко СА. Обнаружение источника в диспергирующих средах. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2019, 11(3):337-344.
11. Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Tkachenko SA, Matvienko YuV, Khvorostov YuA. Range of detection of underwater sound source. *Physics of Wave Phenomena*, 2023, 31(5):339-345.
12. Кузнецов ГН, Кузькин ВМ, Переселков СА. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море. *Акуст. журн.*, 2017, 63(4):406-418.
13. Kuznetsov GN, Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Kaznacheev IV, Grigor'ev VA. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver. *Phys. Wave Phenom.*, 2017, 25(4):299-306.
14. Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Kuznetsov GN, Kaznacheev IV. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver. *Physics of Wave Phenomena*, 2018, 26(1):63-73.
15. Kuznetsov GN, Kuz'kin VM, Lyakhov GA, Pereselkov SA, Prosovetskiy DYU. Direction finding of a noise sound source. *Physics of Wave Phenomena*, 2019, 27(3):237-241.
16. Кузькин ВМ, Переселков СА, Казначеева ЕС, Грачев ВИ, Ткаченко СА, Рыбьянец ПВ. Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2022, 14(2):197-204.
17. Кузькин ВМ, Переселков СА, Грачев ВИ, Ткаченко СА, Ладыкин НВ, Куцов МВ. Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(3):317-326.
18. Kuz'kin VM, Matvienko YuV, Pereselkov SA, Prosovetskiy DYU, Kaznacheeva ES. Mode selection in oceanic waveguides. *Physics of Wave Phenomena*, 2022, 30(2):111-118.
19. Kuz'kin VM, Matvienko YuV, Pereselkov SA, Kaznacheeva ES, Tkachenko SA. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves. *Physics of Wave Phenomena*, 2022, 30(5):314-320.
20. Кузькин ВМ, Переселков СА, Казначеева ЕС, Грачев ВИ, Ткаченко СА, Рыбьянец ПВ. Выделение мод шумового источника в мелком море методом голографической

- интерферометрии в присутствии
интенсивных внутренних волн.
РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы.
Информационные технологии, 2022,
14(3):279-286.
21. Kuz'kin VM, Kuznetsov GN, Pereselkov
SA, Grigor'ev VA. Resolving power of the
interferometric method of source localization.
Phys. Wave Phenom., 2018, 26(2):150-159.
22. Бреховских ЛМ, Лысанов ЮП. *Теоретические
основы акустики океана.* Л., Гидрометеиздат,
1982, 264 с.
23. Тыщенко АГ, Козицкий СБ, Казак МС,
Петров ПС. Современные методы расчета
акустических полей в океане, основанные на
их представлении в виде суперпозиции мод.
Акуст. журн., 2023, 69(5):620-636.

Кузькин Венедикт Михайлович

д.ф.-м.н.

ИОФ им. А.М. Прохорова РАН

38, ул. Вавилова, Москва 119991, Россия

E-mail: kumiov@yandex.ru

Переселков Сергей Алексеевич

д.ф.-м.н.

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: pereselkov@yandex.ru

Грачев Владимир Иванович

к.ф.-м.н., с.н.с.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

E-mail: grachev@cplire.ru

Ткаченко Сергей Александрович

инженер

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: tkachenko.edu@yandex.ru

Рыбьянец Павел Викторович

аспирант

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: rybyanets.edu@yandex.ru