

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ЛОКАЛИЗАЦИИ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. А. Пересёлков, И. В. Казначеев

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 28.05.2017 г.

Аннотация. Рассмотрена возможность использования интерферометрического метода для обнаружения шумового источника, оценки его радиальной скорости, удаленности от приемника. Предложенный метод основан на двукратном преобразовании Фурье интерференционной картины, формируемой во время движения шумового источника в океаническом волноводе. Выполнен сравнительный анализ помехоустойчивости алгоритма для сигналов с равномерным и шумовым спектрами. Показано, что по сравнению с сигналом с равномерным спектром предельные значения входного отношения сигнал/помеха, при которых возможна локализация шумового источника, возрастают примерно в полтора раза. Приведены результаты вычислительного эксперимента.

Ключевые слова: гидроакустика, звуковое поле, широкополосный движущийся источник, шумовой источник, интерференционная структура, гидролокация.

INTERFEROMETRIC LOCALIZATION METHOD OF A NOISE SOUND SOURCE IN OCEAN WAVEGUIDE

S. A. Pereselkov, I. V. Kaznacheev

Abstract. The possibility of using of the interferometric method to detect the noise source, estimation of its velocity and distance from the receiver is considered. The offered method is based on the 2D Fourier transformation of the interference structure formed by moving noise source in an ocean waveguide. A comparative analysis of algorithm stability in cases of signals with uniform and noise spectra is carried out. It is shown that the limit value of input signal-to-noise ratio is more about half in the case of noise source. The results of computational experiment are presented.

Keywords: hydroacoustics, sound field, moving broadband source, noise source, interference structure, hydrolocation.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из перспективных направлений в локализации источника звука в океанических волноводах представляются методы обработки сигналов, согласованных со средой¹⁾ (см., например, обзоры [1–3]). При этом обычно подразумеваются способы оценки глубины источника и расстояния до него. Для реализации этих методов необходимо располагать априорной информацией о координатах источника и статистических свойствах помехи. Основными факторами, ограничивающими возможности такой обработки, являются: а) рассогласование между модельным и реальным океаническими волноводами; б) низкая помехоустойчивость. Даже в условиях, когда удается компенсировать рассогласование, алгоритмы теряют эффективность при малом входном отношении сигнал/помеха (с/п).

© Пересёлков С. А., Казначеев И. В., 2017

¹⁾ В англоязычной литературе – matched field processing (MFP).

Альтернативой такой обработке может служить интерферометрический метод, основанный на когерентном накоплении частотных смещений интерференционных максимумов волнового поля [4]. Его применение к фундаментальным [5, 6] и прикладным [7-10] проблемам акустики океана представляет собой весьма привлекательный и перспективный метод контроля подводной обстановки, возможности которого только начинают осуществляться. Сочетание данного метода с алгоритмом оценки глубины источника [11, 12], основанным на информации отношения амплитуд соседних мод, позволяет, используя одиночный приемник, с высокой помехоустойчивостью и малой чувствительностью к вариациям параметров волновода, решать комплексную задачу по обнаружению, определению радиальной скорости, начального удаления и глубины источника. При использовании антенны, естественно, помехоустойчивость возрастает и появляется возможность пеленгации источника.

Частотный сдвиг выражает условие сохранения фазы между конструктивно интерферирующими модами, вызванным изменением условий распространения, в частности, вариацией расстояния между источником и приемником. В простейшем случае, когда спектр сигнала источника является равномерным, частотный сдвиг определяется дисперсионными характеристиками постоянных распространения интерферирующих мод [4]. Многочисленные исследования, выясняя ряд интересных особенностей формирования интерференционной картины при изменении расстояния между источником и приемником, не затрагивают, однако, вопроса о влиянии шумового спектра излучаемого сигнала на характер частотных смещений. Данный вопрос в настоящее время приобретает существенное значение в связи с развитием интерферометрического метода локализации источника. Отметим, что в работах [9, 10] при моделировании и обработке экспериментальных данных использовался сигнал источника с равномерным спектром или близким к нему.

В настоящей работе проведен анализ интерференционной картины, формируемой движущимся шумовым источником, и показана возможность когерентного накопления частотных смещений поля вдоль интерференционных полос без усреднения по ансамблю случайных реализаций, т.е. в условиях единичных измерений. Установлено, что по сравнению с сигналом с равномерным спектром, помехоустойчивость алгоритма локализации источника, основанного на двукратном преобразовании Фурье интерференционной картины, снижается примерно в полтора раза. Приведены результаты вычислительного эксперимента, демонстрирующие эффективность алгоритма при использовании шумового источника.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ КАРТИНА ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА

Волновод полагается горизонтально-однородным. Спектр источника в точке приема, ограничиваясь модами дискретного спектра, запишем в виде [13]

$$W(\omega, r) = S(\omega)G(\omega, r), \quad (1)$$

где $S(\omega)$ — излучаемый спектр шумового сигнала,

$$G(\omega, r) = \sum_m A_m(\omega, r) \exp[ih_m(\omega)r] \quad (2)$$

— функция Грина (передаточная функция), определяемая решением волнового уравнения с соответствующими граничными условиями. Здесь A_m и h_m — амплитуда и постоянная распространения (горизонтальное волновое число) m -й моды, $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, r — расстояние между источником и приемником.

Положим, что на начальном удалении r_1 источника от одиночного приемника положение интерференционного максимума приходилось на значение ω_1 . Частотный сдвиг $\delta\omega$, вызванный изменением расстояния δr между источником и приемником, в линейном приближении

определяется условием [4]

$$\frac{\partial |W(\omega_1, r_1)|^2}{\partial \omega} \delta \omega + \frac{\partial |W(\omega_1, r_1)|^2}{\partial r} \delta r = 0. \quad (3)$$

Соответствующее (1), (2) выражение для углового коэффициента наклона интерференционных полос, если пренебречь изменением амплитуды моды по сравнению с быстро осциллирующим фазовым множителем, имеет вид

$$\frac{\delta \omega}{\delta r} = - \frac{B(\omega_1) (\partial |G(\omega_1, r_1)|^2) / \partial r}{I_1(\omega_1, r_1) + I_2(\omega_1, r_1)}, \quad (4)$$

где

$$I_1(\omega_1, r_1) = B(\omega_1) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\sum_m \sum_n A_m(\omega_1, r_1) A_n^*(\omega_1, r_1) \exp(ih_{mn}(\omega_1) r_1) \right), \quad (5)$$

$$I_2(\omega_1, r_1) = \frac{\partial B(\omega_1)}{\partial \omega} \sum_m \sum_n A_m(\omega_1, r_1) A_n^*(\omega_1, r_1) \exp(ih_m n(\omega_1) r_1). \quad (6)$$

Здесь $B(\omega) = |S(\omega)|^2$, $h_{mn}(\omega) = h_m(\omega) - h_n(\omega)$. В знаменателе (4) вторым слагаемым по сравнению с первым можно пренебречь, считая $I_1 \gg I_2$, если

$$\frac{B(\omega_1)}{\partial B(\omega_1) / \partial \omega} \gg \frac{\sum_m \sum_n A_m(\omega_1, r_1) A_n^*(\omega_1, r_1) \exp(ih_m n(\omega_1) r_1)}{\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\sum_m \sum_n A_m(\omega_1, r_1) A_n^*(\omega_1, r_1) \exp(ih_{mn}(\omega_1) r_1) \right)}, \quad (7)$$

т. е. характерный частотный масштаб Λ_1 изменения модуля квадрата спектра шумового сигнала должен быть много больше характерного масштаба Λ_2 квадрата модуля передаточной функции. В случае источника с равномерным спектром величина $B(\omega)$ постоянна, что отвечает $\Lambda_1 = \infty$, и неравенство (7) становится тривиальным. При выполнении условия (7) угловой коэффициент наклона полос принимает традиционную форму

$$\frac{\delta \omega}{\delta r} = - \frac{h_{mn}(\omega_1)}{r_1 (dh_{mn}(\omega_1) / d\omega)}. \quad (8)$$

Если отвлечься от того, что $S(\omega)$ спектр шумового сигнала, то условие (7) применимо и к спектру детерминированного сигнала, когда возможно когерентное накопление частотных смещений вдоль интерференционных полос.

С другой стороны, квадрат модуля случайного спектра шумового источника можно записать как

$$B(\omega) = \overline{B}(\omega) + \tilde{B}(\omega), \quad (9)$$

где $\overline{B}(\omega)$ — среднее значение, $\tilde{B}(\omega)$ — флуктуационная компонента. Будем считать, что в пределах полосы анализа $\Delta \omega$, $-(\Delta \omega / 2) + \omega_0 \leq \omega \leq \omega_0 + (\Delta \omega / 2)$, среднее значение $\overline{B}(\omega)$ постоянно или мало меняется по сравнению с квадратом модуля передаточной функции, так что можно положить $\overline{B}(\omega) \approx B(\omega_0) = B_0 = \text{const}$. Тогда квадрат модуля принимаемого шумового спектра (1) принимает вид

$$|W(\omega, r)|^2 = B_0 |G(\omega, r)|^2 + \tilde{B}(\omega) |G(\omega, r)|^2. \quad (10)$$

Здесь первое слагаемое в правой части, $B_0 |G(\omega, r)|^2$, можно рассматривать как полезный сигнал источника с равномерным спектром, а второе слагаемое $\tilde{B}(\omega) |G(\omega, r)|^2$ — присоединенную мультипликативную помеху, обусловленную шумовым источником. Назовем ее внутренней

помехой, в отличие от фоновой помехи окружающей среды, которую обозначим внешней помехой.

Отсюда следует, что в случае шумового источника эффективное отношение c/pq_{ef} на входе одиночного приемника

$$q_{ef} = \frac{\bar{E}}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (11)$$

где \bar{E} — средняя мощность полезного сигнала, σ_1^2 и σ_2^2 — средние мощности внешней и внутренней помех соответственно. Если рассматривать внутреннюю помеху как сумму гармонических сигналов со случайными амплитудами, то $\sigma_2^2 \approx 0,5\bar{E}$ и для отношения q_{ef} (11) находим

$$q_{ef} = \frac{\bar{E}}{\sigma_1^2 + 0,5\bar{E}}. \quad (12)$$

Если внешняя помеха пренебрежимо мала, $\sigma_1^2 \approx 0$, то $q_{ef} \approx 2$. При значительном уровне внешней помехи по сравнению с полезным сигналом, $\sigma_1^2 \gg E$, эффективное отношение c/p сопоставимо с отношением $c/p q_1 = \bar{E}/\sigma_6^2$ для равномерного спектра, $q_{ef} \approx q_1$.

Помехоустойчивость алгоритма, основанного на когерентном сложении частотных смещений интерференционных максимумов волнового поля, удобно характеризовать предельным входным отношением c/pq_{lim} , при котором для значений $q \geq q_{lim}$ обеспечивается устойчивое обнаружение и оценки радиальной скорости и начального удаления близки реальным [9, 10]. Для сигнала с равномерным спектром $q_{1(lim)} = 1/J^2$, где J — заданное число временных отсчетов интерференционной картины при преобразовании Фурье для получения спектрограммы [10]. В случае шумового источника можно считать, что предельное отношение $c/pq_{ef(lim)}$ увеличивается пропорционально q_1/q_{ef} , так что $q_{ef(lim)} \approx 1,5/J^2$. Данная оценка не претендует на строгость, но дальнейшее сравнение с вычислительным экспериментом показывает, что она в общем правильно предсказывает ее величину и дает возможность делать количественные заключения.

Предельной оценке входного отношения $c/pq_{lim} = \gamma/J^2$, где $\gamma = 1$ и $\gamma = 1,5$ относятся к равномерному и шумовому спектрам соответственно, можно дать более общую трактовку в следующей постановке. Пусть входное отношение c/p на одиночном приемнике равно q . Сколько надо взять точек отсчета J , чтобы при заданном значении q получить адекватные оценки источника? Понятно, что значения q и J связаны соотношением

$$qJ^2 \geq \gamma, \quad (13)$$

где $J \geq 1$. Следовательно, уменьшение входного отношения c/p неизбежно влечет за собой возрастание числа временных точек отсчета, и наоборот. Число точек отсчета сверху ограничено временем наблюдения и длительностью единичной реализации.

Таким образом, когерентное сложение случайных реализаций частотных смещений интерференционных максимумов шумового движущегося источника возможно в двух случаях. Во-первых, когда характерный частотный масштаб изменения модуля квадрата шумового спектра много больше характерного масштаба квадрата модуля передаточной функции. Тогда помехоустойчивость алгоритма остается такой же, как и при сигнале с равномерным спектром. Очевидно, данная ситуация интереса не представляет, так как условие (7) практически не выполняется. Во-вторых, если среднее значение шумового спектра медленно меняется по сравнению с передаточной функцией в выделяемой полосе источника. В этом случае интерференционная картина, формируемая движущимся шумовым источником, при большом входном отношении c/p не “замазывается”, однако, помехоустойчивость алгоритма, по сравнению с сигналом с равномерным спектром снижается. Этот случай, представляющий несомненный практический интерес, далее рассматривается в вычислительном эксперименте.

3. АЛГОРИТМ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА

Интерферограмма движущегося источника — $|W(\omega, t)|^2$, спектрограмма $F(\tau, \tilde{\nu})$

$$F(\tilde{\nu}, \tau) = \int_0^T \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} |W(\omega, t)|^2 \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] v_r dt d\omega. \quad (14)$$

Здесь $\tilde{\nu} = 2\pi\nu = v_r\kappa$, κ и τ — циклическая частота, пространственная частота и время спектрограммы соответственно; $v_r = v \cos \varphi$ — радиальная скорость источника, φ — угол между направлением приемник — источник и движением источника (рис. 1); T — время наблюдения. При переходе в (1) от переменной r к переменной t принимается, что начальному удалению r_1 отвечает момент времени $t_1 = 0$.

Алгоритм состоит из трех этапов [10].

На первом шаге проводится обнаружение источника. В качестве критерия обнаружения рассматривается наличие одиночного пика сигнала, существенно преобладающего над помеховыми пиками, функционала

$$P[\varepsilon_*(q)] = \int_0^{\tau_{max}} F[\tau(q), \nu(\tau(q))] \sqrt{1 + \varepsilon_*^2(q)} d\tau, \quad (15)$$

определяющего угловой коэффициент ε прямой $\mu = \varepsilon\tau$, на которой расположены главные максимумы спектральной плотности при входном отношении c/pq . Здесь τ_{max} — величина, несколько превышающая положение удаленного главного максимума спектральной плотности; ε_* — варьируемая величина ε . За оценку $\dot{\varepsilon}(q)$ принимается положение главного максимума функционала (15), $\max P[\varepsilon_*(q)] = P(\dot{\varepsilon}(q))$. Здесь и ниже оценки величин обозначаются точкой сверху.

На втором шаге на прямой $\nu = \dot{\varepsilon}\tau$ определяются координаты (τ_1, ν_1) первого основного максимума спектральной плотности, обусловленного интерференцией соседних мод.

На третьем шаге оценивается радиальная скорость v_r

$$\dot{v}_r(q) = -2\pi \left[\frac{1}{(N-1)} \sum_{m=1}^{N-1} [h_{m(m+1)}(\omega)] \right]^{-1} \nu_1(q) \quad (16)$$

и начальное удаление r_1 источника

$$\dot{r}_1(q) = 2\pi\dot{\beta}f_1 \left[\frac{1}{(N-1)} \sum_{m=1}^{N-1} [h_{m(m+1)}(\omega_0)] \right]^{-1} \tau_1(q). \quad (17)$$

Здесь N — число энергонесущих мод; $\dot{\beta}$ — оценка интерференционного инварианта

$$\dot{\beta} = -\frac{1}{\omega_0(N-1)} \sum_{m=1}^{N-1} \frac{h_{m(m+1)}(\omega_0)}{[(dh_{m(m+1)}(\omega_0))/d\omega]}. \quad (18)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Использовался модельный волновод, близкий по характеристикам экспериментальному каналу [14]. Глубина волновода $H = 53$ м, постоянный профиль скорости звука $c(z) = 1470$ м/с, жидкое поглощающее дно: комплексный показатель преломления $n = 0,89(1 + i0,01)$, плотность грунта $\rho = 1,8$ г/см³. Шумовой источник, расположенный на глубине $z_s = 20$ м, со скоростью $v = 2$ м/с приближался к одиночному приемнику, $\varphi = \pi$, $v = v_r$ (рис. 1).

Начальное удаление источника от приемника $r_1 = 10$ км. Приемник расположен на глубине $z_q = 52$ м. Время накопления $T = 10$ мин, временной интервал между точками отсчета $\Delta t = 0,5$ мин, число точек отсчета $J = 20$. Длительность единичной случайной реализации $\delta t = 10$ с. Модельные значения постоянных распространения h_m и групповых скоростей u_m мод на опорной частоте $f_0 = 120$ Гц приведены в табл. 1.

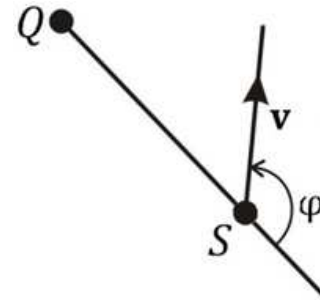


Рис. 1. Геометрия задачи: Q – приемник, S – источник, v – вектор скорости.

Случайные нормированные реализации шумового сигнала при различных интервалах корреляции приведены на рис. 2. Здесь и ниже нормированная величина обозначается сверху знаком “крышка”. На рис. 2г, 2д, 2е изображены фрагменты временной реализации длительностью $\delta t = 0,2$ с, чтобы продемонстрировать динамику временных масштабов. С увеличением интервала корреляции возрастают временные масштабы изменения, неизменными остаются частотные масштабы и ширина спектра уменьшается. Для применимости выражения (10), а, следовательно, реализуемости алгоритма, необходимо, чтобы в рассматриваемой полосе частот среднее значение спектра сигнала оставалось постоянным. Интервал корреляции не влияет на характер поведения спектра в полосе $\Delta f = 100 - 140$ Гц, которая далее использовалась в вычислительном эксперименте применительно к дельта-коррелированному шумовому сигналу.

Таблица 1. Постоянные распространения h_m и групповые скорости u_m мод номера m на частоте $f_0 = 120$ Гц.

m	1	2	3
$h_m, \text{м}^{-1}$	0.5095	0.5052	0.4960
$u_m, \text{м/с}$	1462.8	1450.6	1420.9

На рис. 3 представлен модуль нормированной передаточной функции волновода $|\tilde{G}(f, r_1)|$ (2) (а) и нормированный модуль $|\tilde{W}(f, r_1)|$ (1) (б) случайной реализации спектра шумового источника в точке приема на удалении $r_1 = 10$ км от источника. Характерный частотный масштаб модуля передаточной функции много больше частотного масштаба модуля спектра шумового сигнала, однако, среднее значение $|\tilde{W}(f, r_1)| = \text{const}$. Это подтверждает гипотезу рассмотрения шумового источника как источника с равномерным спектром и добавочной помехой.

Таблица 2. Координаты основного максимума спектрограммы и оценки углового коэффициента, скорости и начального удаления шумового источника при различных входных отношениях s/n на одиночном приемнике для случайных реализаций.

q	$\tau_1, \text{с}$	$\nu_1, \text{Гц}$	$\dot{\epsilon}, \text{с}^{-2}$	$\dot{v}, \text{м/с}$	$\dot{r}_1, \text{км}$
∞	0.098	0.0023	0.023	-2.14	10.06
4×10^{-3}	0.1	0.0019	0.019	-1.77	10.27
10^{-3}	0.22	-0.0042	-0.019	3.91	22.60

Наиболее ярко данное положение иллюстрирует рис. 4, на котором приведены нормированные случайные реализации интерферограммы и спектрограммы шумового спектра в отсутствие внешней помехи и равномерного спектра при входном отношении $s/pq_1 = 2$. Согласно (12) эти два случая должны быть практически равносильными, что и наблюдается. За время наблюдения $T = 10$ мин источник перемещается на расстояние 1.2 км. С целью повышения контрастности и информативности на интерферограмме и спектрограмме отфильтрованы постоянные составляющие (фон), соответствующие модам номеров $m = n$. Здесь и ниже данная

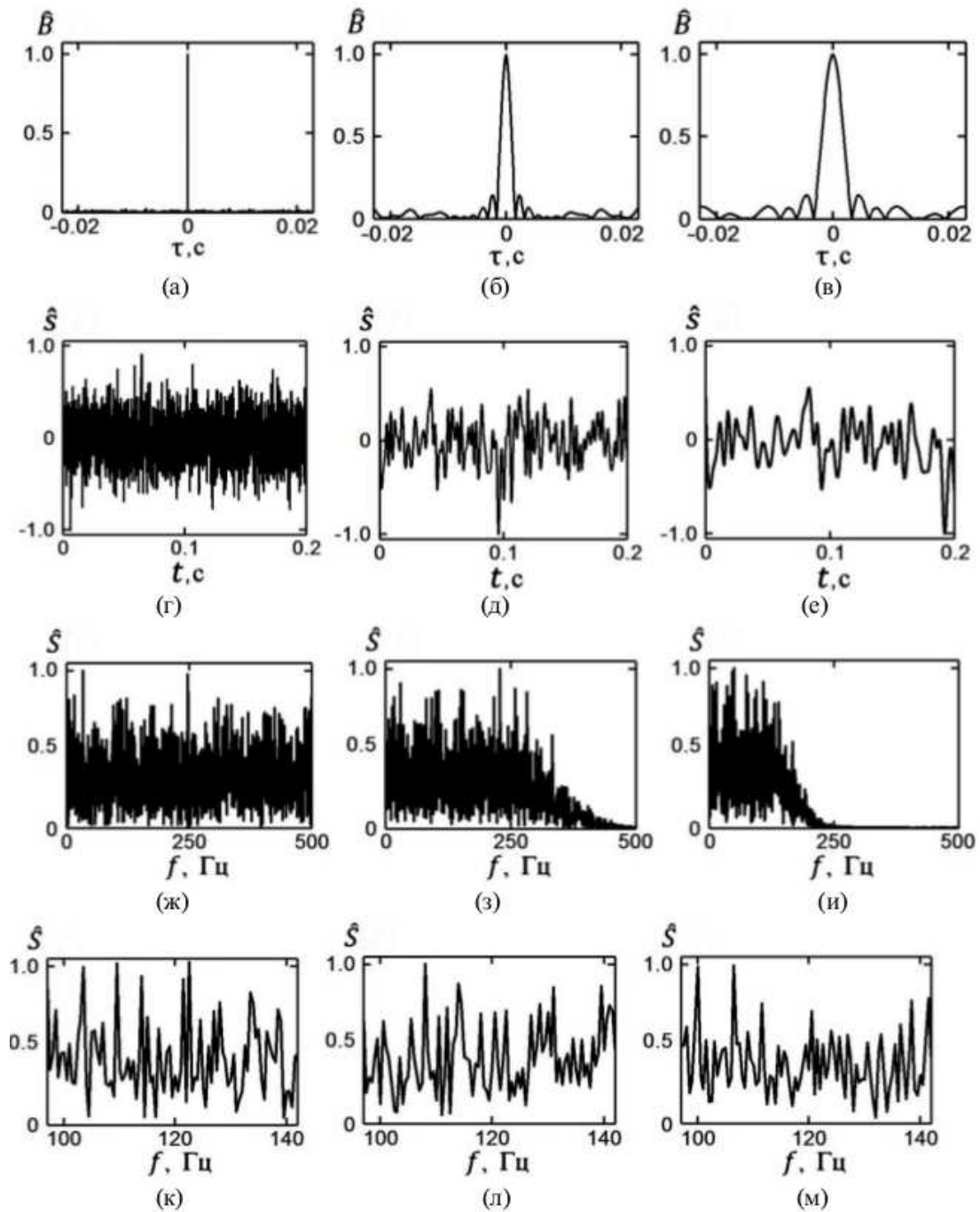


Рис. 2. Случайная реализация шумового сигнала при различных временах корреляции. Нормированная корреляционная функция $\tilde{B}(\tau)$ с интервалами корреляции по нулевому уровню: 0 (а), 0.0034 с (б), 0.0065 с (в). Нормированные временные реализации сигнала $\hat{s}(t)$ длительностью 0.2 с (д), (е). Нормированные спектры сигнала $\hat{S}(f)$ в полосе 0 – 500 Гц (ж), (з), (и). Нормированные спектры сигнала $\hat{S}(f)$ в полосе 100–140 Гц (к), (л), (м). Нулевому интервалу корреляции соответствуют случайные реализации (д), (ж), (к); интервалу 0.0034 с – (е), (з), (л); интервалу 0.0065 с – (е), (и), (м).

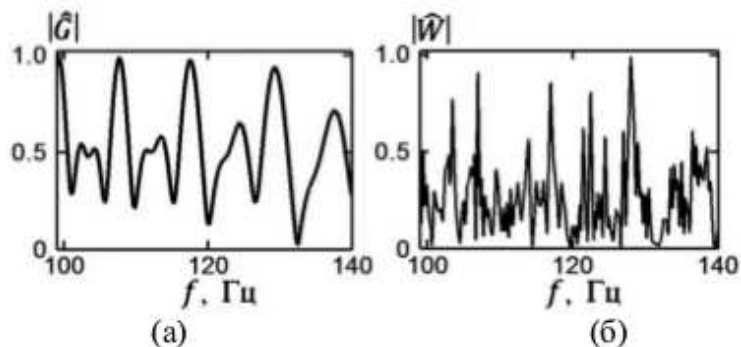


Рис. 3. Модуль нормированной передаточной функции волновода $|\tilde{G}(f, r_1)|$ (а) и нормированный модуль $|\tilde{W}(f, r_1)|$ произведения передаточной функции волновода на шумовой спектр дельта-коррелированного сигнала, $|W(f, r_1)| = |G(f, r_1)| \cdot |S(f)|$, (б). Расстояние между источником и приемником $r_1 = 10$ км.

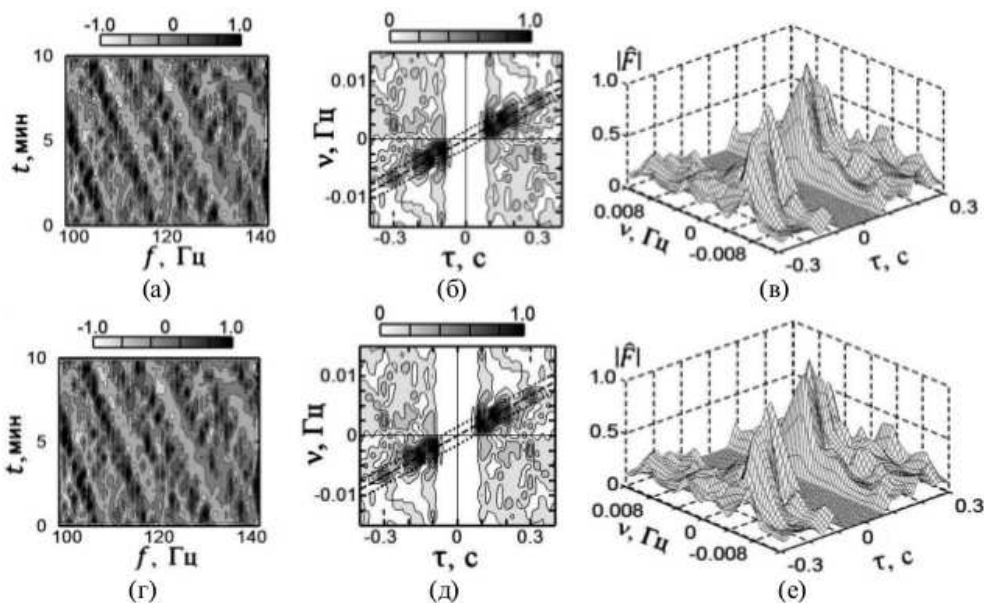


Рис. 4. Нормированные интерферограммы (а), (г) и спектрограммы (б), (д), (е) шумового источника в отсутствие внешней помехи и источника с равномерным спектром при отношении $s/nq_1 = 2$. Рисунки 3а–3в относятся к шумовому спектру, а рис. 3г–3е — к равномерному спектру.

операция всегда выполняется.

На двумерной спектрограмме (рис. 4б, 4д) пунктиром и квадратиками показаны соответственно прямая $\nu = \varepsilon\tau$ расположения главных максимумов спектральной плотности сигнала и прямые $\nu = \varepsilon\tau + \delta\nu$, $\nu = \varepsilon\tau - \delta\nu$, ограничивающие полосу, в которой она практически сосредоточена. Угловые коэффициенты интерференционных полос и прямой расположения главных максимумов спектрограммы соответственно равны $\delta f/\delta t \approx -0.022 \text{ с}^{-2}$ и $\nu_{\text{epsilon}} \approx 0.023 \text{ с}^{-2}$, т. е. близки с точностью до знака, как и следовало ожидать. Ширина полосы $2\delta\nu = 0.0032 \text{ Гц}$, согласно теории $2\delta\nu = 2/T = 0.0033 \text{ Гц}$ [10]. В области локализации наблюдаются два главных максимума (рис. 4в, 4е), что соответствует трем энергонесущим модам, формирующим волновое поле на расстоянии 8.8 – 10 км от приемника. Координаты первого максимума: $\tau_1 \approx 0.099 \text{ с}$, $\nu_1 \approx 0.0023 \text{ Гц}$. Согласно (16)–(18) получаем: интерференционный инвариант $\beta = 0.92$, скорость $\dot{\nu} = 2.14 \text{ м/с}$, начальное удаление $r_1 = 10.06 \text{ км}$.

Для случайных реализаций при значениях входного отношения $c/pq = 4 \times 10^{-3}$ и $q = 10^{-3}$ результаты вычислительного эксперимента представлены на рис. 5. На рис. 5д пунктиром отмечена прямая, вдоль которой функционал (15) достигает максимальное значение. В обоих случаях наблюдается хаотическая интерферограмма (рис. 5а, 5г). Однако на спектрограмме для величины $q = 4 \times 10^{-3}$ (рис. 5б, 5в) можно еще видеть упорядоченную картину спектральной плотности, которая становится случайной при $q = 10^{-3}$ (рис. 5д, 5е). Это различие приводит к тому, что при значениях $q \geq 4 \times 10^{-3}$ шумовой источник обнаруживается (рис. 6а, 6б) и оценки скорости и начального удаления (табл. 2) близки к модельным значениям $\nu = -2 \text{ м/с}$ и $r_1 = 10 \text{ км}$. Для значения $q = 10^{-3}$ источник не обнаруживается и оценки его параметров становятся неадекватными. Отметим, что величина $q = 4 \times 10^{-3}$ примерно равна предельному входному отношению c/pq_{lim} (см. рис. 8).

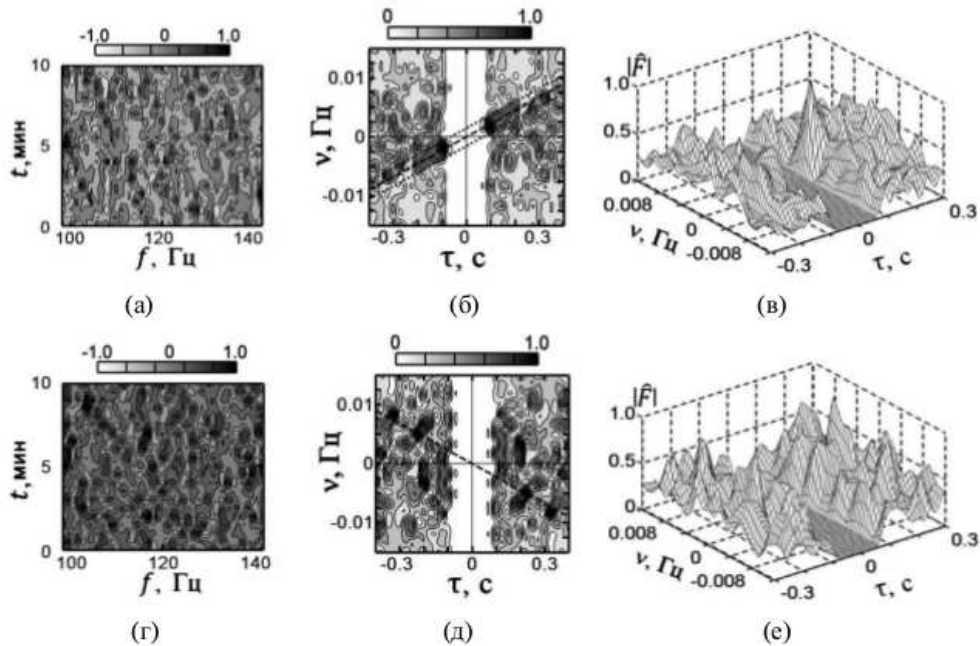


Рис. 5. Интерферограмма (а), (г) и спектрограмма (б), (в), (д), (е) шумового источника при входных отношениях c/p : $q = 4 \times 10^{-3}$ (а), (б), (в); $q = 10^{-3}$ (г), (д), (е).

Представленные результаты позволяют составить общую картину изменения характеристик шумового источника по мере увеличения помехи. Пока отношение c/p превышает предельное значение q_{lim} , обнаружение источника осуществляется в области локализации спектральной плотности сигнала и оценки его параметров близки к истинным величинам. Даль-

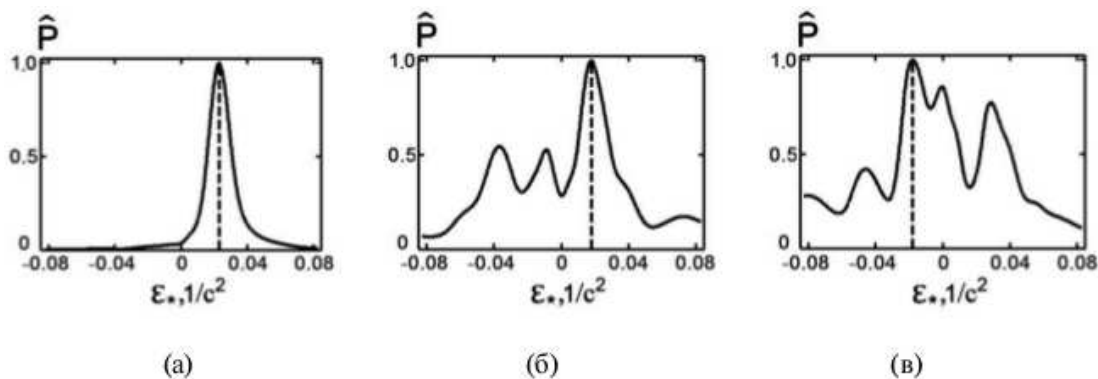


Рис. 6. Обнаружение шумового источника: нормированная функция $\hat{P}(\epsilon_*)$ при различных входных отношениях s/n : $q = \infty$ (а); $q = 4 \times 10^{-3}$ (б); $q = 10^{-3}$ (в).

нейшее возрастание уровня помехи приводит к превалированию накопления спектральной плотности вдоль направления, отличного от направления сосредоточения спектральной плотности сигнала, что приводит к неудовлетворительным оценкам параметров источника.

Как показали результаты моделирования, для отношений $s/pq \geq q_{lim}$ статистические оценки обнаружения, радиальной скорости и начального удаления (в работе они не приводятся) незначительно отличаются от оценок случайных единичных реализаций. Ситуация аналогичная той, что имеет место при оценке радиальной скорости, реализуемой когерентным накоплением сигнала вдоль интерференционных полос [9].

На рис. 7 для значений $q = \infty$ и $q = 4 \times 10^{-3}$ продемонстрирован эффект фильтрации помехи, расположенной за пределами ширины полосы локализации спектральной плотности шумового сигнала, и выполнения обратного двукратного преобразования Фурье по восстановлению интерференционной картины. Полученные интерферограммы контрастнее первоначальных и позволяют их наблюдать даже тогда, когда они зашумлены и локализация интерференционных полос не проявляется.

Рисунок 8 демонстрирует поведение предельного входного отношения s/pq_{lim} в зависимости от заданного числа временных точек J накопления сигнала вдоль интерференционных полос для шумового и равномерного спектров источника. Для значений $q \geq q_{lim}$ имеет место устойчивое обнаружение и оценки радиальной скорости и начального удаления близки модельным. При построении зависимости варьировалось время накопления T . Экспериментальные значения q_{lim} , отмеченные квадратиками (шумовой источник) и точками (источник с равномерным спектром) удовлетворительно ложатся на аналитические зависимости $q_{lim} = 1.5/J^2$ и $q_{lim} = 1/J^2$ соответственно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически и в рамках компьютерного моделирования обосновано применение подхода, основанного на использовании спектрограммы конструктивно интерферирующих мод, для локализации шумового источника звука в океаническом волноводе. Предлагаемый метод основан на том, что посредством многократного преобразования Фурье в точках временных отсчетов осуществляется когерентное сложение спектральных максимумов интерферограммы. Поле источника локализуется в области, линейные размеры которой малы по сравнению с временем наблюдения и шириной спектра источника. Получена оценка предельного минимального входного отношения s/p , согласующаяся с результатами вычислительного эксперимента, при которой метод сохраняет работоспособность.

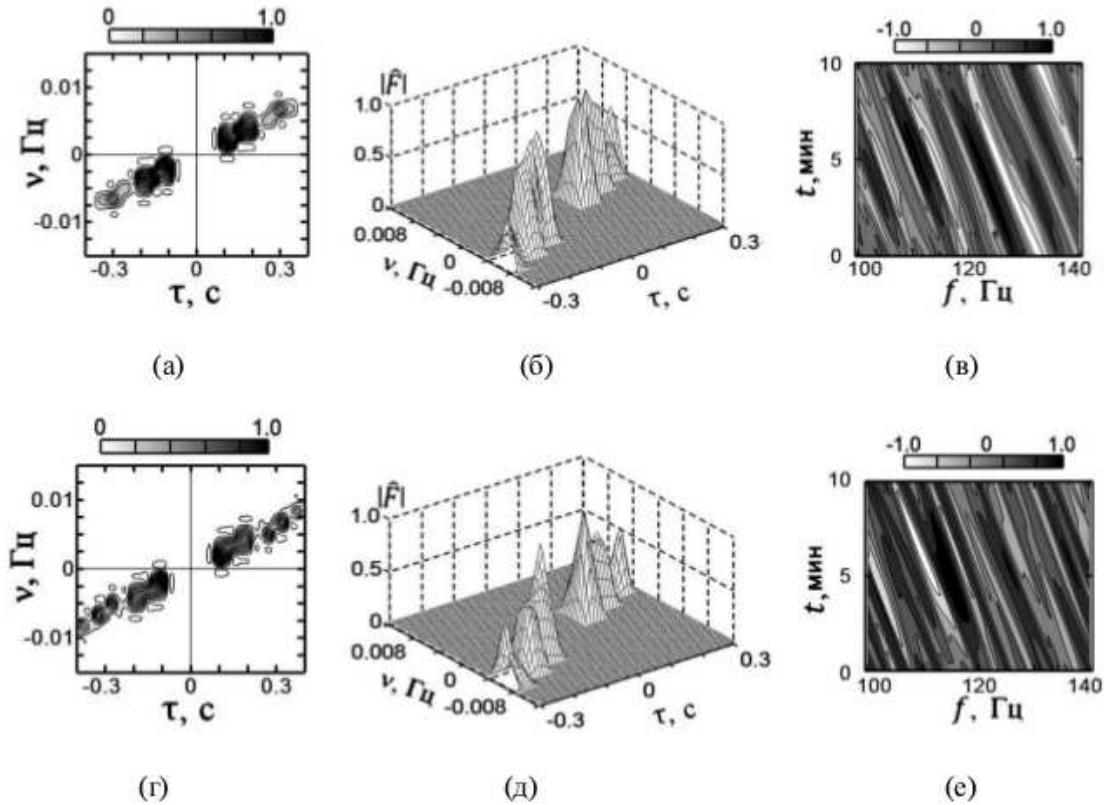


Рис. 7. Фильтрация помехи спектрограммы, расположенной за пределами полосы локализации спектральной плотности сигнала (а), (б) (г), (д) и восстановление интерферограммы (е), (е) при различных входных отношениях c/n : $q = \infty$ (а)–(в); $q = 4 \times 10^{-3}$ (г)–(е).

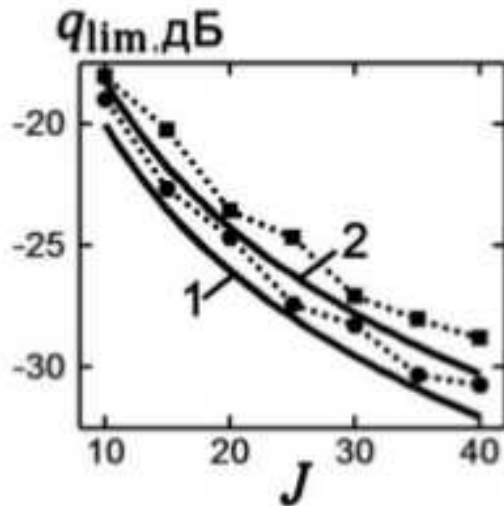


Рис. 8. Зависимость предельного входного отношения c/n q_{lim} от заданного числа временных точек отсчета J для двух видов сигналов источника. Кружочки — равномерный спектр, вычислительный эксперимент; квадратики — шумовой спектр, вычислительный эксперимент. Сплошная линия 1 — равномерный спектр, теория: $q_{lim} = 1/J^2$; сплошная линия 2 — шумовой спектр, теория: $q_{lim} = 1.5/J^2$.

Таким образом, использование спектрограммы является потенциальной основой применения когерентной интерферометрии в задачах пассивной гидролокации. Сочетание данного подхода с разработанным ранее методом оценки глубины источника позволяет, используя одиночный приемник, с высокой помехоустойчивостью решать комплексную задачу по обнаружению, определению скорости, начального удаления и глубины шумового источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ianniello, J. P. Recent Developments in Sonar Signal Processing / J. P. Ianniello // IEEE Signal. Process. Mag. — 1998. — V. 15, № 4. — P. 27–40.
2. Малышкин, Г. С. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов / Г. С. Малышкин, Г. Б. Сидельников // Акуст. журн. — 2014. — Т. 60, № 5. — С. 526–545.
3. Сазонтов, А. Г. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах / А. Г. Сазонтов, А. И. Малеханов // Акуст. журн. — 2015. — Т. 61, № 2. — С. 233–253.
4. Чупров, С. Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / Акустика океана. Современное состояние / С. Д. Чупров. — М. : Наука, 1982. — С. 71–82.
5. Kuz'kin, V. M. Method for Measuring the Frequency Shifts of Interference Maxima in Monitoring of Dispersion Media : Theory, Implementation, and Prospects / V. M. Kuz'kin, G. A. Lyakhov, S. A. Pereselkov // Phys. Wave Phenom. — 2010. — V. 18, № 3. — P. 196–222.
6. Kuz'kin, V. M. Frequency Shifts of Sound Field Maxima in Few-Mode Propagation, Which are Initiated by Internal Wave Solitons / V. M. Kuz'kin, M. V. Kutsov, S. A. Pereselkov // Phys. Wave Phenom. — 2013. — V. 21, № 2. — P. 139–151.
7. Cocrell, K. L. Robust Passive Range Estimation Using the Waveguide Invariant / K. L. Cocrell, H. Smidt // J. Acoust. Soc. Am. — 2010. — V. 127, № 5. — P. 3780–2789.
8. Rouseff, D. Striation-Based Beamforming for Estimating the Waveguide Invariant With Passive Sonar / D. Rouseff, L. M. Zurk // J. Acoust. Soc. Am. Express Lett. — 2011. — V. 130, № 2. — P. 76–81.
9. Помехоустойчивость интерферометрического метода оценки скорости источника звука в мелком море / Г. Н. Кузнецов, В. М. Кузькин, С. А. Пересёлков, Д. Ю. Просовецкий // Акуст. журн. — 2016. — Т. 62, № 5. — С. 556–572.
10. Spectrograms of Single-Type Modes and Their Application to Problems of Sound Source Localization in Oceanic Waveguides / G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov, D. Yu. Prosovetskiy // Phys. Wave Phenom. — 2017. — V. 63, № 1.
11. Estimation of the Depth of a Stationary Sound Source in Shallow Water / T. N. Besedina, G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin et. al. // Phys. Wave Phenom. — 2015. — V. 23, № 4. — P. 292–303.
12. Wave Method for Estimating the Sound Source Depth in a Oceanic Waveguide / G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov, D. Yu. Prosovetskiy // Phys. Wave Phenom. — 2016. — V. 24, № 4.
13. Бреховских, Л. М. Теоретические основы акустики океана / Л. М. Бреховских, Ю. П. Лысанов. — Л. : Гидрометеиздат, 1982. — 264 с.
14. Белов, А. И. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников / А. И. Белов, Г. Н. Кузнецов // Акуст. журн. — 2016. — Т. 62, № 2. — С. 194–202.

REFERENCES

1. Ianniello J.P. Recent Developments in Sonar Signal Processing. IEEE Signal. Process. Mag., 1998, vol. 15, no. 4, pp. 27–40.
2. Malyshkin G.S., Sidel'nikov G.B. Optimal and Adaptive Methods of Processing

Hydroacoustic Signals. [Malyshkin G.S., Sidel'nikov G.B. Optimal'nye i adaptivnye metody obrabotki gidroakusticheskikh signalov]. *Akusticheskij zhurnal — Acoustical Physics*, 2014, vol. 60, no. 5, pp. 526–545.

3. Sazontov A.G., Malekhanov A.I. Matched Field Signal Processing in Underwater Sound Channels. [Sazontov A.G., Malekhanov A.I. Soglasovannaya prostranstvennaya obrabotka signalov v podvodnykh zvukovykh kanalax]. *Akusticheskij zhurnal — Acoustical Physics*, 2015, vol. 61, no. 2, pp. 233–253.

4. Chuprov S.D. Interference Structure of Sound in a Layered Ocean. Ocean Acoustics. Current State. [Chuprov S.D. Interferencionnaya struktura zvukovogo polya v sloistom okeane. Akustika okeana. Sovremennoe sostoyanie]. Moscow: Nauka, 1982, pp. 71–82.

5. Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Method for Measuring the Frequency Shifts of Interference Maxima in Monitoring of Dispersion Media: Theory, Implementation, and Prospects. *Phys. Wave Phenom.*, 2010, vol. 18, no. 3, p. 196–222.

6. Kuz'kin V.M., Kutsov M.V., Pereselkov S.A. Frequency Shifts of Sound Field Maxima in Few-Mode Propagation, Which are Initiated by Internal Wave Solitons. *Phys. Wave Phenom.*, 2013, vol. 21, no. 2, p. 139–151.

7. Cocrell K.L., Smidt H. Robust Passive Range Estimation Using the Waveguide Invariant. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2010, vol. 127, no. 5, pp. 3780–2789.

8. Rouseff D., Zurk L.M. Striation-Based Beamforming for Estimating the Waveguide Invariant With Passive Sonar. *J. Acoust. Soc. Am. Express Lett.*, 2011, vol. 130, no. 2, pp. 76–81.

9. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Interference Immunity of an Interferometric Method of Estimating the Velocity of a Sound Source in Shallow Water. [Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Peresyolkov S.A., Prosoveckij D.Yu. Pomexoustojchivost' interferometricheskogo metoda ocenki skorosti istochnika zvuka v melkom more]. *Akusticheskij zhurnal — Acoustical Physics*, 2016, vol. 62, no. 5, pp. 559–574.

10. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Spectrograms of Single-Type Modes and Their Application to Problems of Sound Source Localization in Oceanic Waveguides. *Phys. Wave Phenom.*, 2017, vol. 63, no. 1.

11. Besedina T.N., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Estimation of the Depth of a Stationary Sound Source in Shallow Water. *Phys. Wave Phenom.*, 2015, vol. 23, no. 4, pp. 292–303.

12. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave Method for Estimating the Sound Source Depth in a Oceanic Waveguide. *Phys. Wave Phenom.*, 2016, vol. 24, no. 4.] Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P. Fundamentals of Ocean Acoustics Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P. Teoreticheskie osnovy akustiki okeana Leningrad: 1982, 264 p

13. Belov A.I., Kuznetsov G.N. Estimating the Acoustic Characteristics of Surface Layers of the Sea Bottom Using Four-Component Vector-Scalar Receivers. [Belov A.I., Kuznetsov G.N. Ocenka akusticheskikh xarakteristik poverxnostnykh sloev morskogo dna s ispol'zovaniem chetyrekhkomponentnykh vektorno-skalyarnyx priemnikov]. *Akusticheskij zhurnal — Acoustical Physics*, 2016, vol. 62, no. 2, pp. 194–201.

*Пересёлков Сергей Алексеевич, профессор
кафедры математической физики ВГУ, Во-
ронезж, Россия
E-mail: pereselkov@yandex.ru
Тел.: +7(473)220-87-48*

*Pereselkov Sergey Alexeevich, Professor of
the Department of Mathematical Physics,
Voronezh State University, Voronezh, Russia
E-mail: pereselkov@yandex.ru
Tel.: +7(473)220-87-48*

*Казначеев Илья Викторович, аспирант кафедры математической физики ВГУ, Воронеж, Россия
E-mail: kaznacheev.ilya@gmail.com
Тел.: +7 (473) 220-87-48*

*Kaznacheev Ilya Viktorovich, Postgraduate Student of the Department of Mathematical Physics, Voronezh State University, Voronezh, Russia
E-mail: kaznacheev.ilya@gmail.com
Tel.: +7 (473) 220-87-48*