

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПРИЕМНИКА ДЛЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. А. Пересёлков, И. В. Казначеев, С. А. Ткаченко

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 01.12.2016 г.

Аннотация. Рассмотрен метод локализации движущегося источника звука основанный на анализе интерференционной структуры гидроакустических сигналов, регистрируемых векторно-скалярным приемником в океаническом волноводе. Показано, что нормированная спектрограмма, представляющая собой двукратное преобразование Фурье интерференционной картины, идентична по всем четырем компонентам акустического поля и их комбинаций. В работе представлены результаты натурного эксперимента на Тихоокеанском побережье с применением векторно-скалярного приемника. Проанализирована помехоустойчивость метода для различных компонент поля в случае изотропной помехи.

Ключевые слова: гидроакустика, векторно-скалярный приемник, звуковое поле, широкополосный движущийся источник, интерференционная структура, гидролокация.

USING OF VECTOR-SCALAR RECEIVER FOR A MOVING SOUND SOURCE LOCALIZATION IN OCEAN WAVEGUIDE

S. A. Pereselkov, I. V. Kaznacheev, S. A. Tkachenko

Abstract. The localization method of a moving sound source based on the analysis of interference structure of hydroacoustic signals recorded by vector-scalar receiver in ocean waveguide has been studied. It is shown, that the normalized spectrograms, which is 2D Fourier transform of the interference pattern, are identical for all four components of the acoustic field and their combinations. In the paper the results of field experiment on Pacific shelf by using of vector-scalar receiver are presented. The noise immunity of the localization method to various components of sound field in case of isotropic noise is analyzed.

Keywords: hydroacoustics, vector-scalar receiver, sound field, moving broadband source, interference structure, hydrolocation.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в океанической акустике наибольшее распространение получили методы локализации источника звука, основанные на согласованной со средой обработке сигналов (см., например, обзоры [1–3]). В рамках этих методов определяется глубина источника и расстояние до него. Практическая реализация методов согласованной со средой обработки поля предполагает наличие априорных данных о координатах источника, свойствах помехи и параметрах модели океанического волновода. Пределы применимости данных методов связаны со следующими факторами: а) рассогласование между параметрами модельного и реального

волновода; б) достаточно низкая помехоустойчивость. Следует отметить, что даже в условиях, когда удается компенсировать рассогласование параметров, алгоритмы согласованной со средой обработки теряют эффективность при малом входном отношении сигнал/помеха (с/п).

По мнению авторов работы, альтернативой, лишенной отмеченных недостатков, может служить интерферометрический метод, в основе которого лежит когерентное накопление спектральной интенсивности (частотных смещений) волнового поля [4]. Применение данного подхода в решении фундаментальных [5, 6] и прикладных [7–10] задач акустики океана представляет собой весьма привлекательный и перспективный метод мониторинга подводной обстановки, возможности которого до конца не изучены. Комбинирование интерферометрического метода с алгоритмом оценки глубины источника [11, 12], основанным на регистрации отношения амплитуд соседних мод, позволяет, используя одиночный приемник, решать комплексную задачу по обнаружению, определению скорости, дальности и глубины источника.

Частотное смещение интерференционных максимумов звукового поля отражает условие сохранения фазы между интерферирующими модами. В случае локации движущегося источника это частотное смещение вызвано вариацией расстояния между источником и приемником. В ситуации, когда спектр сигнала источника является равномерным, частотный сдвиг определяется дисперсионными характеристиками постоянных распространения (волновыми числами) интерферирующих мод [4]. Следует отметить, что в большинстве исследований [13, 14], выясняя ряд интересных особенностей формирования интерференционной картины при изменении расстояния между источником и приемником, не рассматривают вопроса о влиянии формы и вида спектра излучаемого сигнала на характер частотных смещений. В работах [9, 10] при моделировании и обработке натуральных данных, полученных на скалярном приемнике, использовался сигнал источника с равномерным спектром.

Эта проблема приобретает существенное значение в связи с активным развитием интерферометрического метода локализации источника, в частности, применительно к векторно-скалярным приемникам [15], которые позволяют анализировать четырехмерные характеристики звукового поля и тем самым расширить возможности обработки регистрируемых гидроакустических сигналов за счет более полного извлечения информации о звуковом поле. Актуальность данного исследования обусловлена тем, что по векторным компонентам поля (составляющим колебательной скорости частиц), в сравнении со скалярной компонентой (звукового давления), принимаемый спектр сигнала трансформируется. Практическое применение векторно-скалярный приемник (ВСП) рассматривается в работах [15–23].

В настоящей работе показана возможность перенесения интерферометрического метода локализации источника на ВСП. Приведены результаты натурального эксперимента, демонстрирующие идентичность нормированных спектрограмм по скалярной и векторным компонентам поля. Выполнен анализ помехоустойчивости алгоритма для различных компонент поля и их комбинаций в случае изотропной помехи.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ КАРТИНА ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА

Волновод полагается горизонтально-однородным. Динамический спектр скалярной компоненты поля источника в точке приема, ограничиваясь модами дискретного спектра, запишем в виде [24]

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

где $S(\omega)$ — спектр излучаемого сигнала,

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

— функция Грина (передаточная функция), определяемая решением волнового уравнения с соответствующими граничными условиями. Здесь A_m и h_m — амплитуда и постоянная распространения m -й моды, $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, r — горизонтальное расстояние между источником и приемником. Цилиндрическое расхождение поля, модальное затухание и глубины расположения источника z_s и приемника z_q формально учитываются амплитудной зависимостью мод.

Положим, что на удалении r_1 источника от 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]

$$(\partial|G(\omega_1, r_1)|^2)/\partial\omega\delta\omega + (\partial|G(\omega_1, r_1)|^2)/\partial r\delta r = 0. \quad (3)$$

Соответствующее (1), (2) выражение для углового коэффициента наклона интерференционных полос (3), в которых сосредоточена спектральная интенсивность, имеет вид

$$\delta\omega/\delta r = -B(\omega_1)((\partial|P(\omega_1, r_1, z)|^2)/\partial r)/(I_1(\omega_1, r_1, z) + I_2(\omega_1, r_1, z)), \quad (4)$$

где

$$I_1(\omega_1, r_1, z) = B(\omega_1)\partial/\partial\omega|P(\omega_1, r_1, z)|^2, \quad (5)$$

$$I_2(\omega_1, r_1, z) = \partial B(\omega_1)/\partial\omega|P(\omega_1, r_1, z)|^2. \quad (6)$$

Здесь $B(\omega) = |S(\omega)|^2$.

В знаменателе (4) вторым слагаемым по сравнению с первым можно пренебречь, считая $I_1 \gg I_2$, если

$$\frac{B(\omega_1)}{\partial B(\omega_1)/\partial\omega} \gg \frac{|P(\omega_1, r_1, z)|^2}{\partial|P(\omega_1, r_1, z)|^2/\partial\omega}, \quad (7)$$

т. е. характерный частотный масштаб Λ_1 изменения квадрата модуля спектра 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), если пренебречь изменением амплитуды моды по сравнению с быстро осциллирующим фазовым множителем, становится тривиальным. При выполнении условия (7) угловой коэффициент наклона интерференционных полос принимает традиционную форму

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

где $h_{mn}(\omega) = h_m(\omega) - h_n(\omega)$.

Положим, что величина $B(\omega)$ плавно меняется в пределах области с размером порядка Λ_2 . Пусть, например,

$$B(\omega) = \eta\omega^\mu, \quad (9)$$

где $\eta = const$, μ — произвольное вещественное число. Тогда $\Lambda_1 = \omega_1/|\mu|$ и неравенство (7) записывается как

$$\omega_1 \gg |\mu|\Lambda_2. \quad (10)$$

Наименьший частотный период передаточной функции определяется выражением [24]

$$\Lambda_2 = \frac{2\pi}{r_1|(dh_1(\omega_1)/d\omega) - (dh_M(\omega_1)/d\omega)|}. \quad (11)$$

Здесь M — максимальный номер моды, формирующей поле. Масштабы частотной изменчивости составляют от единиц до нескольких десятков герц. Тем самым, если крутизна спада функции (9) не слишком велика, то условие (7) практически всегда имеет место. Разумеется,

это заключение не связано со специальным выбором *показательной* функции спектра излучения. Существенно лишь то, является ли эта функция дифференцируемой (т. е. плавной) или нет, как, например, в случае шумового спектра.

Спектр шумового источника запишем в виде

$$B(\omega) = \overline{B}(\omega) + \tilde{B}(\omega), \quad (12)$$

где $\overline{B}(\omega)$ — среднее значение, $\tilde{B}(\omega)$ — флуктуационная компонента. Будем считать, что в пределах полосы спектра $\Delta\omega$, $-(\Delta\omega/2) + \omega_0 \leq \omega \leq \omega_0 + (\Delta\omega/2)$, среднее значение $\overline{B}(\omega)$ постоянно или мало изменяется по сравнению с квадратом модуля передаточной функции, так что можно положить $\overline{B}(\omega) \approx B(\omega_0) = B_0$. Другими словами, характерный частотный масштаб величины $\overline{B}(\omega)$ удовлетворяет условию (7). Тогда квадрат модуля принимаемого шумового спектра (1) принимает вид

$$|G(\omega, r)|^2 = B_0|P(\omega, r, z)|^2 + \tilde{B}(\omega)|P(\omega, r, z)|^2. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое в правой части, $B_0|P(\omega, r, z)|^2$, можно рассматривать как полезный сигнал источника с равномерным спектром, а второе слагаемое $\tilde{B}|P(\omega, r, z)|^2$ — присоединенную помеху, обусловленную шумовым источником. Ее можно назвать внутренней помехой, в отличие от фоновой (внешней) помехи окружающей среды.

Таким образом, в случае шумового источника эффективное отношение с/п (по мощности) q_{ef} на входе одиночного приемника

$$q_{ef} = \frac{\overline{E}}{\sigma^2 + \sigma_1^2}, \quad (14)$$

где \overline{E} — средняя мощность полезного сигнала, σ^2 и σ_1^2 — средние мощности внешней и внутренней помех соответственно. Внутреннюю помеху можно рассматривать как сумму гармонических сигналов со случайными фазами, тогда $\sigma_1^2 \approx 0.5\overline{E}$ и для отношения q_{ef} (14) находим

$$q_{ef} = \frac{\overline{E}}{\sigma^2 + 0.5\overline{E}}. \quad (15)$$

Если внешняя помеха пренебрежимо мала, $\sigma^2 \ll \overline{E}$, то $q_{ef} \approx 2$. При значительном уровне внешней помехи по сравнению с полезным сигналом, $\sigma^2 \gg \overline{E}$, эффективное отношение с/п сопоставимо со значением $q = \overline{E}/\sigma^2$ для равномерного спектра, $q_{ef} \approx q$.

Помехоустойчивость алгоритма, основанного на когерентном сложении частотных смещений волнового поля, удобно характеризовать предельным входным отношением с/п q_{lim} , при котором для значений $q \geq q_{lim}$ обеспечивается устойчивое обнаружение и оценки радиальной скорости и начального удаления близки реальным [9, 10]. В случае сигнала с равномерным спектром $q_{lim} = 1/J^2$, где J — заданное число временных отсчетов при регистрации спектрограммы интерференционной картины. Для шумового источника можно считать, что предельное отношение с/п $q_{ef(lim)}$ увеличивается пропорционально q/q_{ef} , так что $q_{ef(lim)} \approx 1.5/J^2$. Данная оценка, как свидетельствуют результаты вычислительного эксперимента [25], правильно предсказывает его (отношения с/п) величину и дает возможность делать количественные заключения о возможности наблюдения интерференционной картины шумового источника.

Предельной оценке значения $q_{lim} = \chi/J^2$, где $\chi = 1$ и $\chi = 1.5$ относятся к равномерному и шумовому спектрам соответственно, можно дать более общую трактовку в следующей постановке. Пусть входное отношение с/п на одиночном приемнике равно q . Сколько надо взять точек отсчета J , чтобы при заданном значении q получить адекватные оценки параметров источника? Понятно, что величины q и J связаны соотношением

$$qJ^2 \geq \chi, \quad (16)$$

где $J \geq 1$. Следовательно, уменьшение входного отношения c/p неизбежно влечет за собой возрастание числа временных точек отсчета, и наоборот.

Таким образом, при определенных условиях, которые реализуемы на практике, влиянием формы и вида спектра излучаемого сигнала на формирование интерференционной картины движущегося источника вполне можно пренебречь, считая его спектр равномерным. Это позволяет применять интерферометрический метод локализации источника, разработанный применительно к равномерному спектру источника [10]. Далее используется модель равномерного спектра источника и в правой части (1) опускается постоянный множитель $S(\omega) = const$.

КОМПОНЕНТЫ ПОЛЯ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПРИЕМНИКА

Вектор колебательной скорости \mathbf{V} и градиент давления ∇P в частотной области, полагая нормальные волны квазиплоскими, связаны соотношением [26]

$$\mathbf{V} = \frac{1}{i\rho\omega} \nabla P, \quad (17)$$

где ρ — плотность среды. Подставляя (2) в (17), для компонент колебательных скоростей V_x , V_y в условиях волноводного распространения получаем

$$V_x = \frac{\cos \vartheta}{\rho\omega} \sum_m A_m(\omega, r, z_s, z_q) h_m(\omega) \exp[ih_m(\omega)r], \quad (18)$$

$$V_y = \frac{\sin \vartheta}{\rho\omega} \sum_m A_m(\omega, r, z_s, z_q) h_m(\omega) \exp[ih_m(\omega)r]. \quad (19)$$

Здесь ϑ — азимутальный угол, т. е. угол между осью x и горизонтальной составляющей $\mathbf{r} = (x, y)$ радиус-вектора положения источника. Модуль горизонтальной компоненты $|V_r| = \sqrt{|V_x|^2 + |V_y|^2}$ колебательной скорости, согласно (18), (19), равен

$$|V_r| = \frac{1}{\rho\omega} \left[\sum_m \sum_n A_m(\omega, r, z_s, z_q) A_n^*(\omega, r, z_s, z_q) h_m(\omega) h_n(\omega) \exp[ih_{mn}(\omega)r] \right]^{1/2}. \quad (20)$$

Для получения простой и наглядной оценки вертикальной компоненты поля V_z поступим следующим образом. Зависимость амплитуды моды от глубины представим как

$$A_m(\omega, r, z) = \tilde{A}_m(\omega, r) \psi_m(z_s, \omega) \psi_m(z_q, \omega), \quad (21)$$

где $\psi_m(z, \omega)$ — собственная функция m -й моды, слабо зависящая от частоты. Далее воспользуемся ВКБ-асимптотикой собственных функций [24]

$$\psi_m(z, \omega) = [\gamma_m(z, \omega) N_m]^{-1/2} \sin \theta_m(z, \omega), \quad (22)$$

где

$$\theta_m(z, \omega) = \int_z^{\bar{z}_m} \gamma_m(z', \omega) dz' + \delta_m, \quad N_m = \int_{-H}^0 [\sin^2 \theta_m(z, \omega) / \gamma_m(z, \omega)] dz, \quad (23)$$

$$\gamma_m(z, \omega) = [(\omega/c(z))^2 - h_m^2(\omega)]^{1/2}.$$

Здесь \bar{z}_m — точка поворота (или границы волновода) бриллюэновского луча m -й моды; δ_m — фазовая добавка, связанная со сшиванием асимптотик в окрестности точки поворота (каустический сдвиг фазы); $c(z)$ — распределение скорости звука по глубине волновода; $\gamma_m(z, \omega)$

— вертикальное волновое число m -й моды; H — глубина волновода. В соответствии с (2), (21)-(23) из (17) имеем

$$V_z = \frac{1}{i\rho\omega} \sum_m A_m(\omega, r, z_s, z_q) \gamma_m(z_q, \omega) \operatorname{ctg} \theta_m(z_q, \omega) \exp[ih_m(\omega)r]. \quad (24)$$

При получении выражений (18), (19) считалось, что амплитуда медленно меняется с изменением горизонтального расстояния по сравнению с “быстрым” экспоненциальным множителем, а при получении (24) пренебрегалось медленным изменением вертикального волнового числа с изменением глубины по сравнению с фазовой функцией $\theta_m(z, \omega)$ (23). Компоненты поля давления P (2) и горизонтальных колебательных скоростей V_x (18), V_y (19) синфазны между собой, а вертикальная компонента V_z (24) смещена относительно них на фазу $(-\pi/2)$. Видно также, что горизонтальные компоненты колебательной скорости фильтруют номера высших мод, а вертикальная компонента, наоборот, фильтрует моды низших мод. На данный эффект ранее обращалось внимание в работе [22]. Указанные различия обусловлены рядом интересных особенностей интерференционной структуры векторно-скалярных полей в мелком море, вызванных взаимной корреляцией различных его компонент и пространственно-частотной изменчивостью [22, 23]. Далее аргументы у амплитуд мод опускаются.

В условиях волноводного распространения связь между давлением P и колебательной скоростью $|V| = \sqrt{|V_x|^2 + |V_y|^2 + |V_z|^2}$, в виде $P = \rho u V$ (u — фазовая скорость) [26] для плоской волны, не выполняется, так как нормальные волны в горизонтальной плоскости распространяются с различными фазовыми скоростями $u_m(\omega)$ и в вертикальной плоскости являются стоячими. При маломодовом распространении, когда волновые числа мод близки, $P \cong \rho u_{\text{эф}} V_r$, где $u_{\text{эф}}$ — эффективная фазовая скорость [27].

При исследовании векторных полей широкое использование находит также такая характеристика, как вектор потока мощности, $\mathbf{W} = p\mathbf{V}$ [15, 19, 23]. Компоненты потока мощности можно определить, воспользовавшись выражениями (2), (18), (19), (23), (24). В частности, для модулей потоков мощности в горизонтальной плоскости $W_r = PV_r$ и вертикальном направлении $W_z = PV_z$ имеем

$$|W_r| = \frac{1}{\rho\omega} \left[\sum_m \sum_n A_m A_n^* \exp[ih_{mn}(\omega)r_s] \sum_m \sum_n A_m A_n^* h_m(\omega) h_n(\omega) \exp[ih_{mn}(\omega)r_s] \right]^{1/2}, \quad (25)$$

$$|W_z| = \frac{1}{\rho\omega} \left[\sum_m \sum_n A_m A_n^* \exp[ih_{mn}(\omega)r_s] \right]^{1/2} \times \left[\sum_m \sum_n A_m A_n^* \gamma_m(z_q, \omega) \gamma_n(z_q, \omega) \operatorname{ctg} \varphi_m(z_q, \omega) \operatorname{ctg} \varphi_n(z_q, \omega) \exp[ih_{mn}(\omega)r_s] \right]^{1/2}. \quad (26)$$

Спектральную интенсивность, являющуюся результатом конструктивной интерференции нормальных волн, назовем интерферограммой. Интерферограммы различных компонент поля, а также потоков мощности, как видно из (18)–(20) и (24)–(26), характеризуются различными амплитудами, медленно меняющимися по сравнению с быстро меняющимися одинаковыми экспоненциальными множителями. Пренебрегая этими изменениями можно ожидать идентичность нормированных интерферограмм для всех компонент ВСП.

АЛГОРИТМ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА

Положим, что источник в горизонтальной плоскости (x, y) перемещается по прямолинейной траектории с постоянной скоростью v . В интерферограммах от переменной r перейдем к

временной переменной t , полагая начальный момент времени $t_0 = 0$ и примем для них обозначения $I_P(\omega, t) = |P(\omega, t)|^2$, $I_{V_x}(\omega, t) = |V_x(\omega, t)|^2$ и т. д. Алгоритм локализации источника рассмотрим на примере компоненты поля V_x . По отношению к другим характеристикам ВСП анализ идентичен.

Применим к интерферограмме $I_{V_x}(\omega, t)$ двукратное преобразование Фурье [10]

$$F_{V_x}(\tilde{\nu}, \tau) = \int_0^{\Delta t} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} I_{V_x}(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] v_r dt d\omega. \quad (27)$$

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 на приемник и движением источника в горизонтальной плоскости; Δt — время наблюдения. Картина распределения спектральной плотности $F_{V_x}(\tilde{\nu}, \tau)$ трактуется как спектрограмма интерферограммы $I_{V_x}(\omega, t)$. Спектральная плотность (27) локализована в двух областях, симметрично расположенных относительно начала координат плоскости $(\tilde{\nu}, \tau)$. Она расположена в первом и третьем квадрантах плоскости $(\tau, \tilde{\nu})$, если радиальная скорость $v_r < 0$, т. е. угол траектории $\pi/2 < \varphi \leq 3\pi/2$, и во втором и четвертом квадратах, если $v_r > 0$, когда $-\pi/2 \leq \varphi < \pi/2$. Спектральная плотность состоит из $(M - 1)$ главных максимумов с координатами $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$, расположенными на прямой с угловым коэффициентом $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\nu}_\mu/\tau_\mu$. Здесь M — число конструктивно интерферирующих мод, $\mu = \overline{1, M - 1}$. Максимальный пик расположен в точке $(\tau_1, \tilde{\nu}_1)$, где складываются $(M - \mu)$ главных максимумов, обусловленных интерференцией соседних мод.

Алгоритм локализации источника состоит из двух этапов. На первом шаге проводится обнаружение источника. В качестве критерия обнаружения рассматривается наличие одиночного пика, преобладающего над помеховыми пиками, функционала

$$P_{V_x}[\varepsilon_*(q)] = \int_0^{\tau_{\max}} |F_{V_x}[\tau(q), \nu(\tau(q))]| \sqrt{1 + \varepsilon_*^2(q)} d\tau, \quad (28)$$

определяющего угловой коэффициент ε прямой $\nu = \varepsilon\tau$, на которой расположены главные максимумы спектральной плотности при входном отношении c/p q . Здесь $\tau_{\max} \geq \tau_{M-1}$ — положение максимума, обусловленного интерференцией крайних мод, ε_* — варьируемое значение углового коэффициента. За оценку $\dot{\varepsilon}(q)$ принимается положение главного максимума функционала (28), $\max P_{V_x}[\varepsilon_*(q)] = P_{V_x}[\dot{\varepsilon}(q)]$. Для оценки углового коэффициента знание характеристик волновода не требуется. Здесь и ниже оценки величин обозначаются точкой сверху.

На втором шаге на прямой $\nu = \dot{\varepsilon}\tau$ определяются координаты $(\dot{\tau}_1, \dot{\nu}_1)$ основного максимума спектральной плотности и оцениваются радиальная скорость v_r и начальное удаление r_0 источника

$$\dot{v}_r(q) = -2\pi \frac{N - 1}{\dot{h}_1(f_0) - \dot{h}_N(f_0)} \dot{\nu}_1(q), \quad (29)$$

$$\dot{r}_0(q) = 2\pi\beta f_1 \frac{N - 1}{\dot{h}_1(f_0) - \dot{h}_N(f_0)} \dot{\tau}_1(q). \quad (30)$$

Здесь N — число энергонесущих мод; β — интерференционный инвариант [4]; f_1 — значение частоты спектра в начальный момент времени $t_0 = 0$.

Коль скоро интерферограммы компонент поля и потоков мощности характеризуются быстро меняющимися одинаковыми экспоненциальными множителями, определяемыми передающей функцией, и разными медленно меняющимися амплитудами, то нормированные спек-

трограммы будут идентичными [10]. Отсюда следует, что спектрограммы различных характеристик ВСП складываются когерентно, что представляет несомненный интерес для практических приложений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился в акватории Тихоокеанского шельфа: глубина $H \approx 53$ м, равномерный профиль скорости звука $c \approx 1474$ м/с [21]. Источником звука являлся буксируемый на глубине $z_S \approx 15$ м пневматический излучатель, ВСП располагался на глубине $z_q \approx 52$ м. Скорость буксировки $\nu \approx 1.7$ м/с, периодичность излучения $T = 30$ с. Излучаемый сигнал контролировался гидрофоном, расположенным на расстоянии 2 м от излучателя, нормированный спектр $\hat{S}(f)$ пневмоисточника приведен на рис. 1. Нормированные величины обозначаются сверху знаком “крышка”. Начальное удаление $r_0 \approx 10$ км, пневмоисточник приближался к приемнику ($\varphi = \pi$).

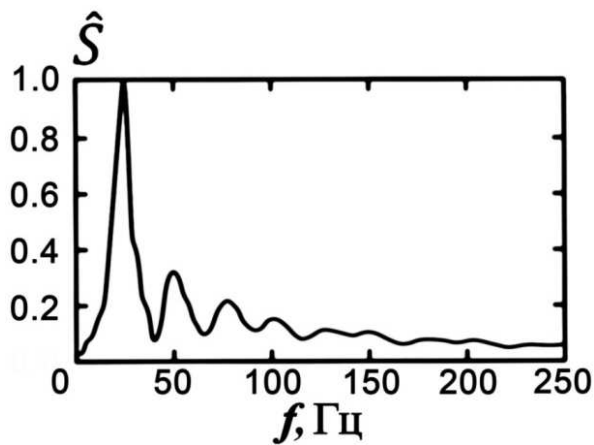


Рис. 1. Нормированный спектр $\hat{S}(f)$ пневмоисточника.

единицам звукового давления, которые обозначим как $U_{x,y,z}$. С учетом градуировки каналов $U_{x,y,z} = \kappa V_{x,y,z}$, где $\kappa = 13.5$. На начальном удалении $r_0 \approx 10$ км значения $U_x = 2.3$, $U_y = 1.4$, $U_z = 0.1$. Как видно, горизонтальные компоненты U_x, U_y сопоставимы между собой, а вертикальная компонента $U_z \ll U_{x,y}$. Указанное различие, как отмечалось выше, связано с тем, что на больших расстояниях для низших мод $\gamma_m \ll h_m$ [24]. На рассматриваемом участке траектории $N = 3$; на частоте $f_0 = 200$ Гц оценочные значения: $\dot{h}_1 = 0.8488$, $\dot{h}_2 = 0.8220$, $\dot{h}_3 = 0.8284$ м⁻¹, $\dot{\beta} = 1.2$ [10]. Частота $f_1 = 220$ Гц.

Экспериментальные нормированные интерферограммы и модули спектрограмм для компонент поля P, U_x, U_y, U_z, U_r и потоков мощности W_r, W_z движущегося источника приведены на рис. 2–8. С целью повышения контрастности и информативности на интерферограммах и спектрограммах вырезаны средние значения. Здесь и ниже данная операция при обработке всегда выполнялась. На двумерных спектрограммах 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. Угловой коэффициент прямой, на которой расположены главные максимумы спектральной плотности спектрограмм, $\varepsilon \approx 0.0454$ с⁻², ширина полосы $2\delta\nu \approx 0.0031$ Гц. Координаты положения максимального пика $\tau_1 \approx 0.0668$ с, $\nu_1 \approx 0.0030$ Гц. Для помеховой ситуации эксперимента, согласно (29), (30), получаем оценки $\dot{v}_r = -1.8$ м/с, $\dot{r}_0 = 10.8$ км.

Как видно, расположение спектральной плотности для всех величин идентично и нормиро-

Использовался фрагмент данных на начальном участке траектории длительностью $\Delta t = 10$ мин в полосе $\Delta f = 180-220$ Гц. Число временных точек отсчета $J = \Delta t/T = 20$. На входе скалярная компонента поля имеет отношение $c/\pi q \approx 25.5$.

В эксперименте использовался четырехкомпонентный ВСП, включающий в себя один скалярный приемник и три ортогональных векторных приемника инерциального типа, регистрирующие проекции вектора колебательного ускорения $D_{x,y,z}$, которые пересчитывались в частотной области в компоненты колебательной скорости: $V_{x,y,z} = iD_{x,y,z}/\omega$ [26]. Для анализа получаемых результатов значения колебательных скоростей приводились к эквивалент-

ванные интерферограммы и спектрограммы различаются лишь уровнем помехи за пределами полосы локализации. Это объясняется различием в значениях компонент колебательных скоростей.

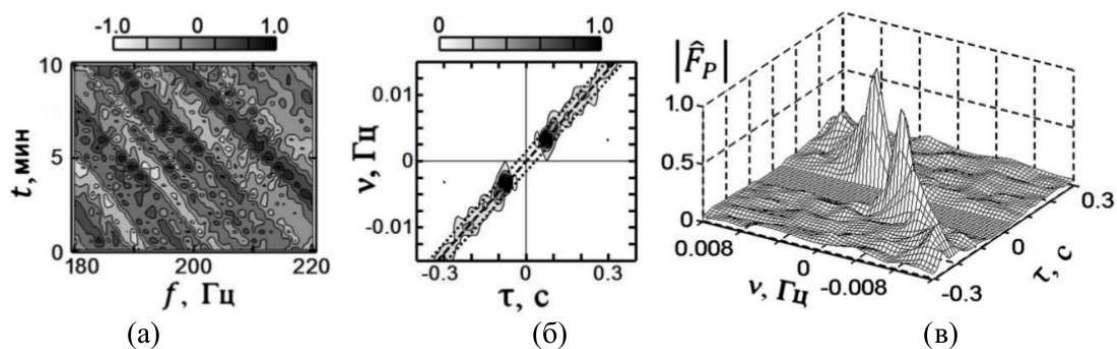


Рис. 2. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) квадрата модуля давления $|P|^2$ при входном отношении $c/n \ q = 25.5$.

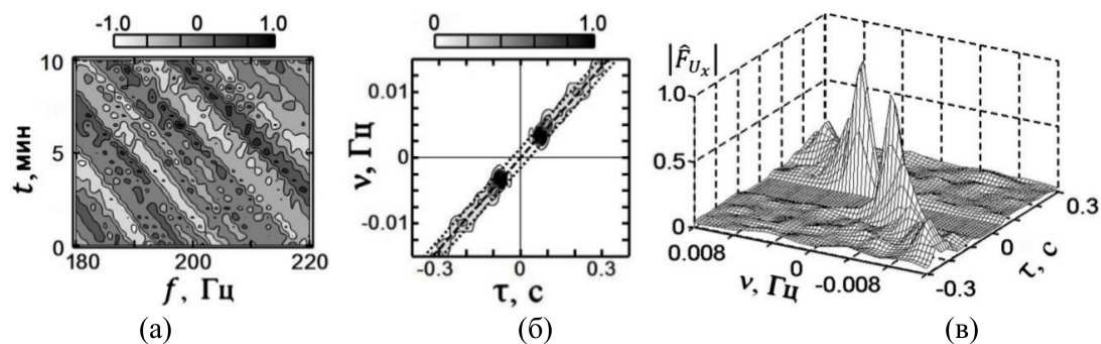


Рис. 3. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) квадрата модуля колебательной скорости $|U_x|^2$ при входном отношении $c/n \ q = 25.5$

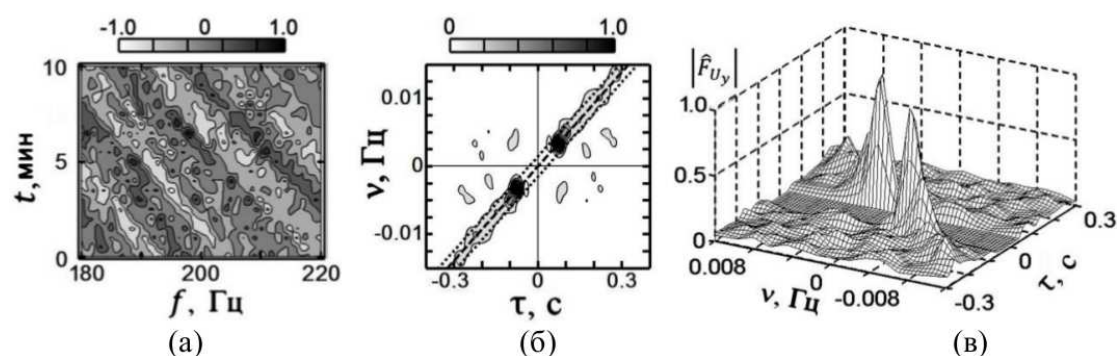


Рис. 4. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) квадрата модуля колебательной скорости $|U_y|^2$ при входном отношении $c/n \ q = 25.5$.

Наиболее ярко это различие проявляется для величин U_y, U_z , для которых поле ослаблено по сравнению с компонентами U_x и P . Таким образом, результаты эксперимента подтверждают теоретическое положение о возможности когерентного сложения скалярной и векторных компонент поля, их комбинаций, а также потоков мощности.

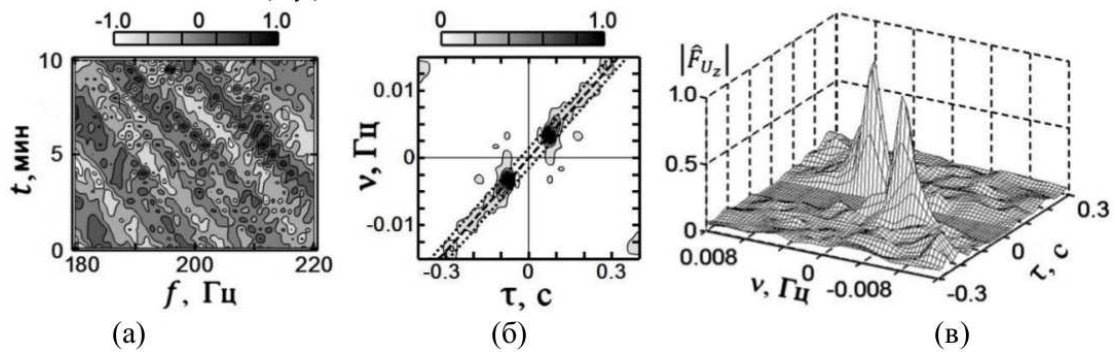


Рис. 5. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) квадрата модуля колебательной скорости $|U_z|^2$ при входном отношении c/n $q = 25.5$.

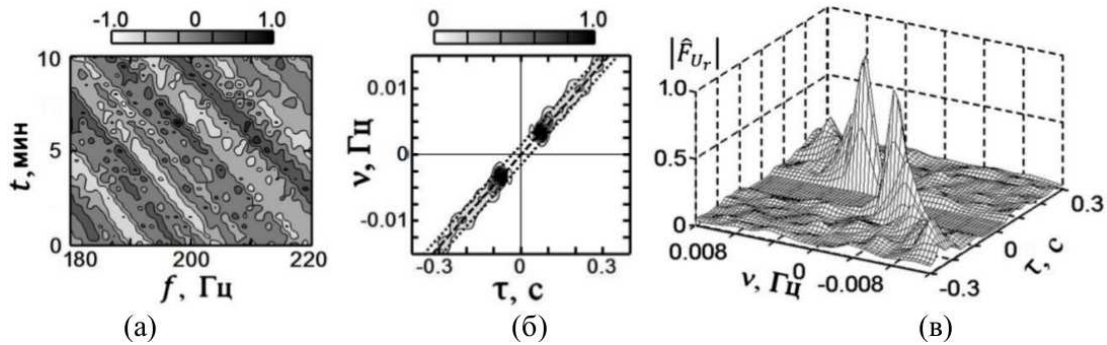


Рис. 6. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) квадрата модуля горизонтальной компоненты колебательной скорости $|U_r|^2$ при входном отношении c/n $q = 25.5$.

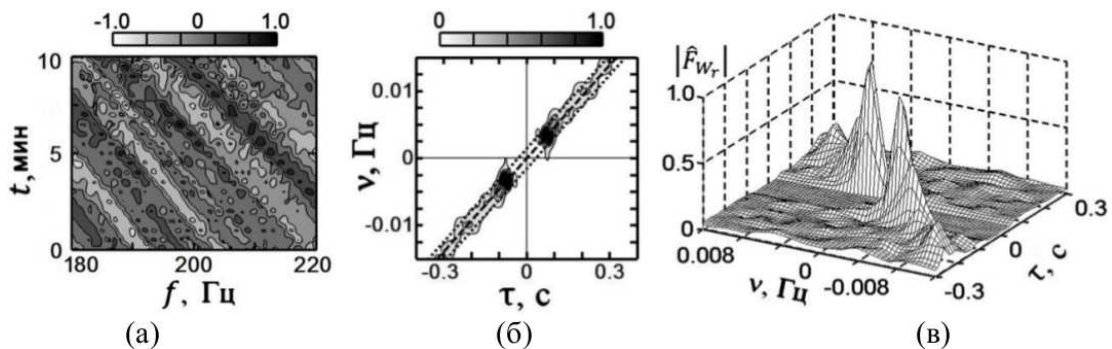


Рис. 7. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) модуля горизонтальной компоненты потока мощности $|W_r|^2$ при входном отношении c/n $q = 25.5$.

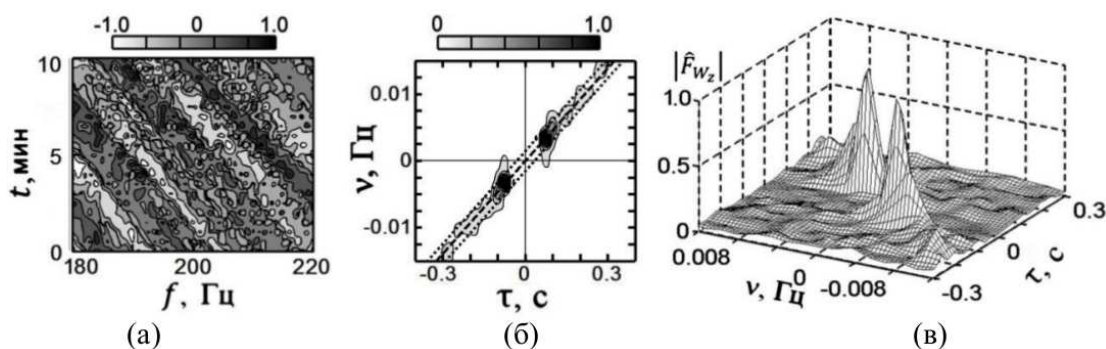


Рис. 8. Нормированные интерферограмма (а) и спектрограмма (б), (в) модуля вертикального потока мощности $|W_z|^2$ при входном отношении c/n $q = 25.5$.

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ АЛГОРИТМА

С целью проверки помехоустойчивости характеристик ВСП при обработке случайных реализаций добавлялась изотропная помеха. Пусть мощность изотропной помехи на входе скалярной компоненты поля равна σ^2 , тогда на входе векторных компонент каналов x, y, z она равна $\sigma^2/3$. При добавлении помехи результаты обработки случайных реализаций для предельных входных отношений c/p q_{lim} с применением скалярной и векторных компонент поля приведены на рис. 9–12 и представлены в таблице.

Использованы обозначения $L_r = P + U_r, L = P + U$. Как видно из рис. 9а–12а, 9б–12б, 9в–12в, для отношений c/p $q \geq q_{lim}$ обнаружение источника (28) практически реализуется при одинаковых значениях углового коэффициента прямой, на которой расположены главные максимумы спектральной плотности. Даже в условиях разовых случайных реализаций наблюдается устойчивое обнаружение источника.

При дальнейшем уменьшении входного отношения c/p , например, в два раза, помеховые пики превышают и сопоставимы с истинным пиком, обусловленным сигналом, и обнаружение источника становится невозможным. При предельном входном отношении c/p (рис. 9г–12г) наблюдаются хаотические интерферограммы, однако на спектрограммах (рис. 9д–12д) можно наблюдать упорядоченную картину спектральной плотности, позволяющую обнаруживать источник и по положению главного максимума адекватно оценивать его радиальную скорость и начальное удаление.

В таблице отражены наиболее помехоустойчивые характеристики ВСП. Наибольший выигрыш в помехоустойчивости дают комбинации параметров с горизонтальной составляющей колебательной скорости U_r по сравнению с величиной полной колебательной скорости U . Эта особенность связана с тем, как показано выше, что добавление вертикальной составляющей скорости практически не дает вклада в повышение уровня сигнала, однако на треть увеличивает мощность помехи. По сравнению с квадратом давления использование потока мощности несколько увеличивает предельное отношение c/p , т.е. ухудшает помехоустойчивость.

Это обусловлено наличием в потоке мощности мультипликативной помехи. Комбинационные параметры L_r и L обеспечивают наименьшие предельные входные отношения c/p , $q_{lim} = 6 \cdot 10^{-4}$ и $q_{lim} = 8 \cdot 10^{-4}$, позволяющие снизить предельное отношение c/p по отношению к скалярной компоненте поля, $q_{lim} = 3 \cdot 10^{-3}$, в 5 и 3.75 раз соответственно. Выигрыш можно оценить следующим образом. Величина $|L_r|^2$ приблизительно в четыре раза больше квадрата модуля давления $|P|^2$, при этом мощность помехи снижается в полтора раза. Величина $|L|^2 \approx |L_r|^2$, однако, мощность помехи равна мощности помехи по давлению. В результате для величин $|L_r|^2$ и $|L|^2$ получаем оценки $q_{lim} = 3 \cdot 10^{-3}/6 = 5 \cdot 10^{-4}$ и $q_{lim} = 3 \cdot 10^{-3}/4 = 7.5 \cdot 10^{-4}$, что

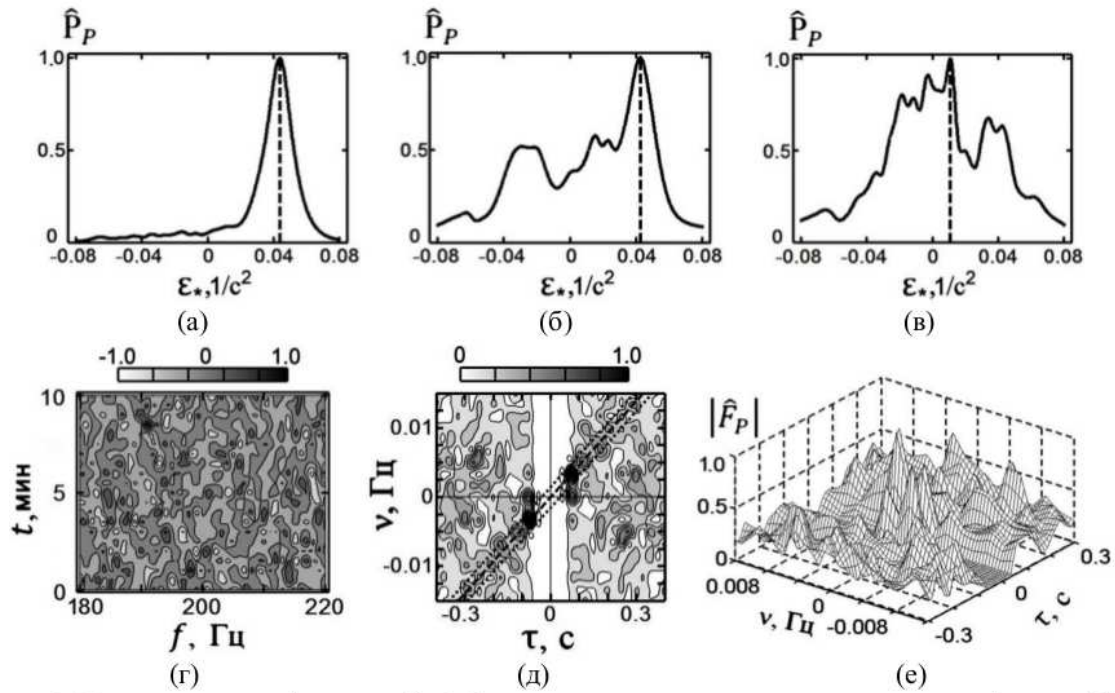


Рис. 9. Нормированная функция $\hat{P}_P(\varepsilon_*)$ при различных входных отношениях c/n : $q = 25.5$ (а), $q = q_{\text{lim}} = 3 \cdot 10^{-3}$ (б), $q = 1.5 \cdot 10^{-3}$ (в). Нормированные интерферограмма (г) и спектрограмма (д), (е) квадрата модуля $|P|^2$ при предельном входном отношении c/n $q_{\text{lim}} = 3 \cdot 10^{-3}$.

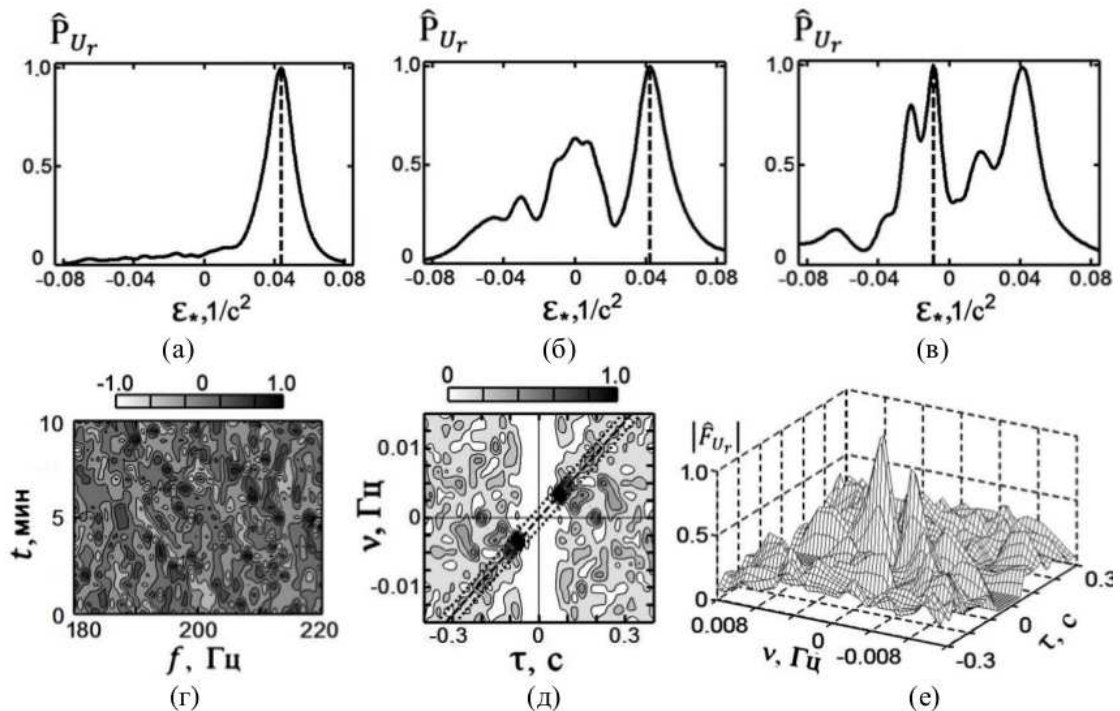


Рис. 10. Нормированная функция $\hat{P}_{U_r}(\varepsilon_*)$ при различных входных отношениях c/n : $q = 25.5$ (а), $q = q_{\text{lim}} = 10^{-3}$ (б), $q = 5 \cdot 10^{-4}$ (в). Нормированные интерферограмма (г) и спектрограмма (д), (е) квадрата модуля $|U_r|^2$ при предельном входном отношении c/n $q_{\text{lim}} = 10^{-3}$.

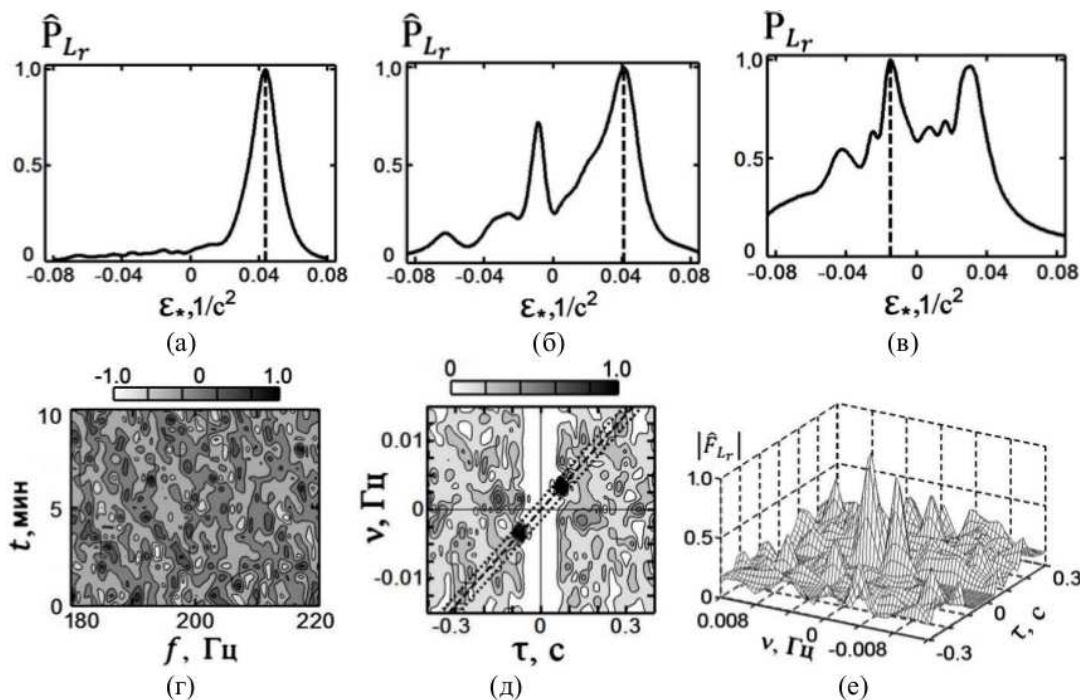


Рис. 11. Нормированная функция $\hat{P}_{L_r}(\varepsilon_*)$ при различных входных отношениях c/n : $q = 25.5$ (а), $q = q_{\text{lim}} = 6 \cdot 10^{-4}$ (б), $q = 3 \cdot 10^{-4}$ (в). Нормированные интерферограмма (г) и спектрограмма (д), (е) квадрата модуля $|L_r|^2$ при предельном входном отношении c/n $q_{\text{lim}} = 6 \cdot 10^{-4}$.

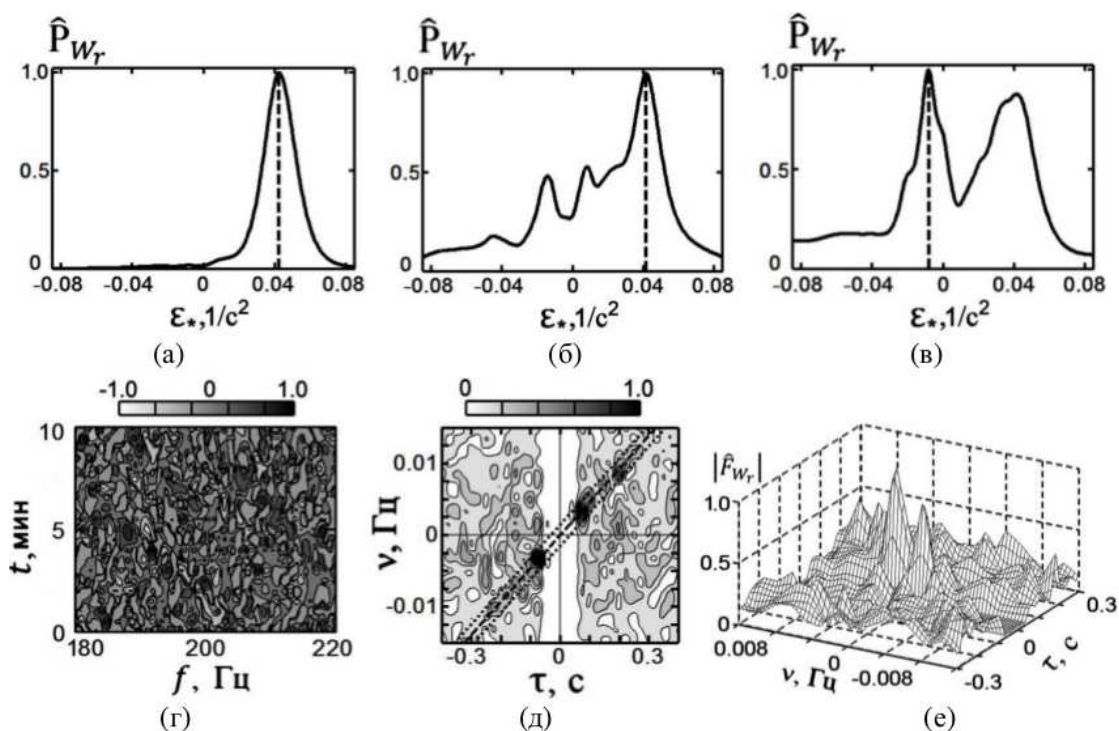


Рис. 12. Нормированная функция $\hat{P}_{W_r}(\varepsilon_*)$ при различных входных отношениях c/n : $q = 25.5$ (а), $q = q_{\text{lim}} = 4 \cdot 10^{-3}$ (б), $q = 2 \cdot 10^{-3}$ (в). Нормированные интерферограмма (г) и спектрограмма (д), (е) модуля $|W_r|$ при предельном входном отношении c/n $q_{\text{lim}} = 4 \cdot 10^{-3}$.

неплохо согласуется с экспериментальными значениями. Для отношений c/p , превышающих предельное значение, случайные оценки параметров источника близки к среднестатистическим оценкам [10].

Таблица 1. Предельные входные отношения c/p q_{lim} и оценки параметров движущегося источника при различных видах обработки случайных реализаций

	параметры обработки						
	$ P ^2$	$ U_r ^2$	$ U ^2$	$ L_r ^2$	$ L ^2$	$ W_r $	$ W $
q_{lim}	3×10^{-3}	10^{-3}	3×10^{-3}	6×10^{-4}	8×10^{-4}	4×10^{-3}	6×10^{-3}
$\dot{\epsilon}$, c^{-2}	0.0452	0.0442	0.0442	0.0442	0.0442	0.0437	0.0443
$\dot{\tau}_1$, с	0.0686	0.0680	0.0680	0.0691	0.0691	0.0686	0.0664
$\dot{\nu}_1$, Гц	0.0031	0.0030	0.0030	0.0031	0.0031	0.0030	0.0029
$\dot{\nu}_r$, м/с	-1.9	-1.8	-1.8	-1.9	-1.9	-1.8	-1.8
\dot{r}_0 , км	11.1	11.0	11.0	11.2	11.2	11.1	10.8

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При некоторых разумных предположениях особенности спектров излучения движущихся источников не сказываются на деталях формирования ими интерференционной картины, которая остается такой же, как и в случае равномерного спектра. Это указывает на универсальность характера интерферограммы, определяемой передаточной функцией, и обосновывает применение интерферометрического подхода локализации источника звука с использованием ВСП. При этом появляется возможность когерентного сложения спектрограмм скалярной и векторных компонент поля, а также их комбинаций. В случае изотропной внешней помехи наибольшей помехоустойчивостью обладает характеристика, являющаяся сложением давления и колебательной скорости, выраженной в эквивалентных единицах давления. Она позволяет по сравнению со скалярной компонентой уменьшить предельное входное отношение c/p в 4–5 раз, при котором обеспечивается устойчивое обнаружение, и оценки радиальной скорости и начального удаления источника близки реальным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ianniello J. P. Recent developments in sonar signal processing / J. P. Ianniello // Signal Proc. Mag. IEEE Signal Proc. Soc. — 1998. — Iss. 15, № 4. — P. 27–40.
2. Мальшкин, Г. С. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов / Г. С. Мальшкин, Г. Б. Сидельников // Акуст. журн. — 2014. — Вып. 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. — Вып. 61, № 2. — С. 233–253.
4. Чупров, С. Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / С. Д. Чупров // Акустика океана. Современное состояние. — 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. — Iss. 18, № 3. — С. 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. — Iss. 21, № 2. — С. 139–151.
7. Cocrell, K. L. Robust passive range estimation using the waveguide invariant / K. L. Cocrell,

H. Smidt // J. Acoust. Soc. Am. — 2010. — Iss. 127, № 5. — С. 2780–2789.

8. Rouseff, D. Striation-based beam forming for estimating the waveguide invariant with passive sonar / D. Rouseff, L. M. Zurk // J. Acoust. Soc. Am. Express Lett. — 2011. — Iss. 130, № 2. — С. 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. — Вып. 62, № 5. — С. 556–572.

10. Кузнецов, Г. Н. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море / Г. Н. Кузнецов, В. М. Кузькин, С. А. Пересёлков // Акуст. журн. — 2017. — Вып. 63, № 4.

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. — Iss. 23, № 4. — С. 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. — Iss. 24, № 4. — С. 310–316.

13. Орлов, Е. Ф. Интерференция звуковых волн в океане / Е. Ф. Орлов, Г. А. Шаронов. — Владивосток : Дальнаука, 1998. — 195 с.

14. AIP Conf. Proc. “Ocean acoustic interference phenomena and signal processing” / Ed. by W.A. Kuperman and G.L. D’Spain (San Francisco, CA, May 1–3, 2001). Melville, N.Y., 2002. — 277 p.

15. Гордиенко, В. А. Векторно-фазовые методы в акустике / В. А. Гордиенко. — М. : Физматлит, 2007. — 480 с.

16. Смаришев, М. Д. О помехоустойчивости гидроакустического комбинированного приемника / М. Д. Смаришев // Акуст. журн. — 2005. — Вып. 51, № 4. — С. 558–559.

17. Vector sensors and vector sensor line arrays: Comments on optimal array gain and detection / G. L. D’Spain, J. C. Luby, G. R. Wilson, R. A. Gramann // J. Acoust. Soc. Am. — 2006. — Iss. 120, № 1. — С. 171–185.

18. О помехоустойчивости приемника, регистрирующего поток акустической мощности / В. А. Гордиенко, Е. Л. Гордиенко, Н. В. Краснописцев, В. Н. Некрасов // Акуст. журн. — 2008. — Вып. 54, № 5. — С. 774–785.

19. Щуров, В. А. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море / В. А. Щуров, В. П. Кулешов, А. В. Черкасов // Акуст. журн. — 2011. — Вып. 57, № 6. — С. 837–843.

20. Глебова, Г. М. Векторно-скалярные шумовые поля, образованные взволнованной морской поверхностью / Г. М. Глебова, Г. Н. Кузнецов, О. Е. Шимко // Акуст. журн. — 2013. — Вып. 59, № 4. — С. 508–519.

21. 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. — Вып. 62, № 2. — С. 194–202.

22. Белов, А. И. Пеленгование и подавление векторно-скалярных сигналов в мелком море с учетом их корреляционной и модовой структуры / А. И. Белов, Г. Н. Кузнецов // Акуст. журн. — 2016. — Вып. 62, № 3. — С. 308–317.

23. Белов, А. И. Экспериментальное исследование интерференционной и фазовой структуры потока мощности от локальных источников в мелком море / А. И. Белов, Г. Н. Кузнецов, А. Н. Степанов // Акуст. журн. — 2016. — Вып. 62, № 3. — С. 318–329.

24. Бреховских, Л. М. Теоретические основы акустики океана / Л. М. Бреховских, Ю. П. Лысанов. — Л. : Гидрометеиздат, 1982. — 264 с.

25. Shallow water noise source localization / G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov, I. V. Kaznacheev // Phys. Wave Phenom. — 2017. — Вып. 25, № 2.

26. Исакович, М. А. Общая акустика / М. А. Исакович. — М. : Наука, 1973. — 496 с.
27. Грачев, Г. А. О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода / Г. А. Грачев, Г. Н. Кузнецов // Акуст. журн. — 1985. — Вып. 31, № 2. — С. 266–268.

REFERENCES

1. Ianniello J. P. Recent developments in sonar signal processing. *Signal Proc. Mag. IEEE Signal Proc. Soc.*, 1998, vol. 15, no. 4, pp. 27–40.
2. Maly'shkin G.S., Sidel'nikov G.B. Optimum and adaptive methods of hydroacoustic signal processing. [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., Malehanov A.I. Space-approval signal processing in acoustic underwater channels. [Sazontov A.G., Malexanov 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. Sound field interferential structure in layered ocean. [Chuprov S.D. Interferencionnaya struktura zvukovogo polya v sloistom okeane]. *Akustika okeana. Sovremennoe sostoyanie — Ocean acoustics. Current state*, 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, pp. 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, pp. 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. 2780–2789.
8. Rouseff D., Zurk L.M. Striation-based beam forming 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.Iu. Noise stability of interferometric method for sound source speed estimating in shallow water. [Kuznecov 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. 556–572.
10. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Sound source localization and sound source spectrum in shallow water. [Kuznecov G.N., Kuz'kin V.M., Peresyolkov S.A. Spektrogramma i lokalizaciya istochnika zvuka v melkom more]. *Akusticheskij zhurnal — Acoustical Physics*, 2017, vol. 63, no. 4.
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, pp. 310–316.
13. Orlov E.F., Sharonov G.A. Sound waves interference in ocean. [Orlov E.F., Sharonov G.A. Interferenciya zvukovykh voln v okeane]. Vladivostok: Dal'nauka, 1998, 195 p.
14. AIP Conf. Proc. "Ocean acoustic interference phenomena and signal processing". Ed. by W.A. Kuperman and G.L. D'Spain (San Francisco, CA, May 1–3, 2001). Melville, N.Y., 2002. 277 p.
15. Gordienko V.A. Acoustic vector-phase methods. [Gordienko V.A. Vektorno-fazovye metody

v akustike]. Moscow: Fizmatlit, 2007, 480 p.

16. Smaryshev M.D. About noise stability of combined hydroacoustic receiver. [Smaryshev M.D. O pomexoustojchivosti gidroakusticheskogo kombinirovannogo priemnika]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2005, vol. 51, no. 4, pp. 558–559.

17. D'Spain G.L., Luby J.C., Wilson G.R., Gramann R.A. Vector sensors and vector sensor line arrays: Comments on optimal array gain and detection. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006, vol. 120, no. 1, pp. 171–185.

18. Gordienko V.A., Gordienko E.L., Krasnopistcev N.V., Nekrasov V.N. About a noise stability of the receiver recording a stream of acoustic power. [Gordienko V.A., Gordienko E.L., Krasnopistcev N.V., Nekrasov V.N. O pomexoustojchivosti priemnika, registriruyushhego potok akusticheskoy moshhnosti]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2008, vol. 54, no. 5, pp. 774–785.

19. Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Cherkasov A.V. Vortex properties of a vector of acoustic intensity in the shallow water. [Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Cherkasov A.V. Vixrevye svojstva vektora akusticheskoy intensivnosti v melkom more]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2011, vol. 57, no. 6, pp. 837–843.

20. Glebova G.M., Kuznetsov G.N., Shimko O.E. The vector and scalar noise fields formed by an excited sea surface. [Glebova G.M., Kuznetsov G.N., Shimko O.E. Vektorno-skalyarnye shumovye polya, obrazovannye vzvolnovannoj morskoy poverxnost'yu]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2013, vol. 59, no. 4, pp. 508–519.

21. Belov A.I., Kuznetsov G.N. Acoustic characteristics estimating of sea bottom surface layers using four-component vector and scalar receivers. [Belov A.I., Kuznetsov G.N. Ocenka akusticheskix karakteristik poverxnostnyx sloev morskogo dna s ispol'zovaniem chetyrekhkomponentnyx vektorno-skalyarnyx priemnikov]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2016, vol. 62, no. 2, pp. 194–202.

22. Belov A.I., Kuznetsov G.N. Direction finding and suppression of vector and scalar signals taking into account their correlative and modal structure in the shallow sea. [Belov A.I., Kuznetsov G.N. Pelengovanie i podavlenie vektorno-skalyarnyx signalov v melkom more s uchedom ix korrelyacionnoj i modovoj struktury]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2016, vol. 62, no. 3, pp. 308–317.

23. Belov A.I., Kuznetsov G.N., Stepanov A.N. Experimental study of the interference and phase structure of local sources power flow in the shallow sea. [Belov A.I., Kuznetsov G.N., Stepanov A.N. E'ksperimental'noe issledovanie interferencionnoj i fazovoj struktury potoka moshhnosti ot lokal'nyx istochnikov v melkom more]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2016, vol. 62, no. 3, pp. 318–329.

24. Brehovskikh L.M., Ly'sanov Yu.P. Ocean acoustics fundamentals. [Brehovskikh L.M., Ly'sanov Yu.P. Teoreticheskie osnovy akustiki okeana]. Leningrad: Gidrometeoizdat, 1982, 264 p.

25. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V. Shallow water noise source localization. *Phys. Wave Phenom.*, 2017, vol. 25, no. 2.

26. Isakovich M.A. Common acoustics. [Isakovich M.A. Obshhaya akustika]. Moscow: Nauka, 1973, 496 p.

27. Grachev G.A., Kuznetsov G.N. About average speed of acoustic field phase shifting along a flat wave guide. [Grachev G.A., Kuznetsov G.N. O srednej skorosti izmeneniya fazy akusticheskogo polya vdol' ploskogo volnovoda]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 1985, vol. 31, no. 2, pp. 266–268.

Пересёлков Сергей Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры математической физики ВГУ, Воронеж, Российская Федерация

E-mail: pereselkov@yandex.ru

Тел.: +7(473)220-87-48

Pereselkov Sergey Alexeevich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor at the Department of Mathematical Physics, Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation

E-mail: pereselkov@yandex.ru

Tel.: +7(473)220-87-48

Казначеев Илья Викторович, аспирант кафедры математической физики ВГУ, Воронеж, Российская Федерация

E-mail: kaznacheev.ilya@gmail.com

Тел.: +7(473)220-87-48

Kaznacheev Ilya Viktorovich, Doctoral Student at the Department of Mathematical Physics, Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation

E-mail: kaznacheev.ilya@gmail.com

Tel.: +7(473)220-87-48

Ткаченко Сергей Александрович, бакалавр радиофизики, магистрант кафедры теоретической физики ВГУ, Воронеж, Российская Федерация

E-mail: sega-tk@mail.ru

Тел.: +7(473)220-87-48

Tkachenko Sergey Alexanderovich, Graduate at the Department of Theoretical Physics, Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation

E-mail: sega-tk@mail.ru

Tel.: +7(473)220-87-48