

# ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ МАЛОШУМНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА

**В.М. Кузькин<sup>1</sup>, Ю.В. Матвиенко<sup>2</sup>,  
С.А. Переселков<sup>3</sup>**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН<sup>1</sup>  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт проблем морских технологий ДВО РАН<sup>2</sup>  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
Воронежский государственный университет<sup>3</sup>

Изложены физические основы информационной технологии обработки звукового поля, основанной на двукратном преобразовании Фурье интерференционной картины, формируемой широкополосным источником звука в точке размещения приемной системы. Рассмотрено применение обработки в области локализации малошумных источников.

## ВВЕДЕНИЕ

Океаническая среда, в силу волноводной дисперсии и многомодового характера распространения звука, обладает свойством самоорганизации интерференционной картины (интерферограммы) движущегося широкополосного шумового источника: формируется устойчивая система локализованных полос в переменных частота–расстояние (время) [1–3]. Основываясь на данном механизме, предложена интерферометрическая обработка шумового поля источника, реализующая когерентное накопление спектральной интенсивности вдоль локализованных полос, которая далее подвергается двукратному преобразованию Фурье [4–13]. На выходе интегрального преобразования спектральная плотность локализуется в форме фокальных пятен, обусловленных интерференцией мод различных номеров. В отличие от шумового сигнала, накопление помехи вдоль полос интерферограммы некогерентно и помеха распределена по всей области двумерного интегрального преобразования.

Двукратное преобразование Фурье интерферограммы назовем голограммой, поскольку оно осуществляет запись и восстановление волнового поля источника. Восстановление изображения достигается фильтрацией на голограмме двумерной спектральной плотности источника с последующим применением к ней двумерного обратного преобразования Фурье. Такая очистка сигнала источника от помехи не требует знания о характере сигнала, помехи и

передаточной функции среды. Сочетание предложенной обработки с алгоритмом оценки глубины [14–16] дает возможность с высокой помехоустойчивостью и малой чувствительностью к вариациям параметров океанической среды решать комплексную задачу локализации малошумных источников: обнаружение, пеленгование, определение радиальной скорости (проекции скорости по направлению к приемнику), удаления и глубины. Предложения о применении интерферометрической обработки высказывались и ранее [3, 17], однако использование ее для решения обратных задач впервые реализовано в работе [6]. Это позволило приступить к исследованию ряда проблем обнаружения и идентификации малошумных источников, которые ранее другими методами обработки трудно поддавались решению, например согласованной со средой обработкой [18–21].

Существенными недостатками методов согласованной обработки являются чувствительность к рассогласованию между расчетной моделью и реальным волноводом и низкая помехоустойчивость. Применимость таких алгоритмов ограничена сравнительно небольшими расстояниями до источника. Но даже и на этих дистанциях практическая реализация предложенных алгоритмов сталкивается с

<sup>1</sup> 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38. Тел.: +7 (499) 503-87-34.  
E-mail: kumiov@yandex.ru

<sup>2</sup> 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а. Тел.: +7 (423) 243-25-78.  
E-mail: ymat@marine.febras.ru

<sup>3</sup> 394006, г. Воронеж, Университетская пл., 1. Тел.: +7 (473) 220-85-93.  
E-mail: pereselkov@yandex.ru

принципиальными трудностями, если входное отношение сигнал/помеха (с/п) оказывается недостаточно большим. Демонстрация этих алгоритмов в численных и натурных экспериментах показывает их низкую помехоустойчивость.

Данная статья направлена на то, чтобы обрисовать нынешнее состояние проблемы интерферометрической обработки шумовых сигналов в океанических волноводах, по решению которой в последние годы достигнут значительный прогресс. Важно также отметить, что в качестве первичных датчиков звукового поля очень перспективно применение векторно-скалярных приемников (ВСП) звука. В статье изложены физико-математические принципы обработки с использованием одиночных ВСП и ее применения в области локализации широкополосных источников звука.

## 1. Теоретические основы интерферометрической обработки

### 1.1. Формирование интерферограммы

Спектр источника в точке приема, ограничиваясь модами дискретного спектра, в горизонтально-однородном волноводе запишем в виде:

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

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

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

функция Грина (передаточная функция), определяемая решением волнового уравнения с соответствующими граничными условиями [22]. Здесь  $A_m$  и  $h_m$  – амплитуда и горизонтальное волновое число  $m$ -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  $z_q$  учитываются амплитудной зависимостью мод.

Положим, что на удалении  $r_1$  источника от приемника положение интерференционного максимума приходилось на частоту  $\omega_1$ . Частотный сдвиг  $\delta\omega$ , вызванный изменением расстояния  $\delta r$  между источником и приемником, определяется условием [1–3]:

$$\frac{\delta\omega}{\delta r} = - \frac{B(\omega_1) \left( \partial |P(\omega_1, r_1)|^2 / \partial r \right)}{\partial \left( B(\omega_1) |P(\omega_1, r_1)|^2 \right) / \partial \omega}, \quad (3)$$

где  $B(\omega) = |S(\omega)|^2$ . При выполнении неравенства:

$$\frac{B(\omega_1)}{\partial B(\omega_1) / \partial \omega} \gg \frac{|P(\omega_1, r_1)|^2}{\partial |P(\omega_1, r_1)|^2 / \partial \omega}, \quad (4)$$

угловой коэффициент (3) интерференционных полос принимает традиционную форму:

$$\frac{\delta\omega}{\delta r} = - \frac{h_{mn}(\omega_1)}{r_1 (dh_{mn}(\omega_1) / d\omega)}. \quad (5)$$

Здесь  $h_{mn}(\omega) = h_{mn}(\omega) - h_n(\omega)$  для постоянного спектра [23].

Спектр шумового источника запишем в виде:

$$B(\omega) = \bar{B}(\omega) + \tilde{B}(\omega), \quad (6)$$

где  $\bar{B}(\omega)$  – среднее значение;  $\tilde{B}(\omega)$  – флуктуационная компонента. Будем считать, что в пределах полосы спектра,  $\Delta\omega - (\Delta\omega / 2) + \omega_0 \leq \omega \leq \omega_0 + (\Delta\omega / 2)$ , величина  $\bar{B}(\omega)$  удовлетворяет условию (4), так что можно положить  $\bar{B}(\omega) \approx B(\omega_0)$  и рассматривать шумовой сигнал как сигнал с постоянным спектром и присоединенной помехой  $B(\omega_0) |P(\omega, r)|^2$ , которую назовем внутренней помехой в отличие от фоновой (внешней) помехи окружающей среды. Тогда эффективное отношение с/п  $q_{ef}$  на входе одиночного приемника можно представить как

$$q_{ef} = \bar{E} / (\sigma^2 + \sigma_1^2), \quad (7)$$

где  $\bar{E}$  – средняя мощность полезного сигнала;  $\sigma^2$  и  $\sigma_1^2$  – средние мощности внешней и внутренней помехи соответственно. Если внутреннюю помеху рассматривать как сумму гармонических сигналов со случайными фазами, то  $\sigma_1^2 \approx 0,5\bar{E}$ .

Таким образом, при определенных условиях влиянием формы и вида спектра излучаемого сигнала на формирование интерферограммы источника можно пренебречь, считая его спектр постоянным. Интерферограмма остается такой же, как и в случае постоянного спектра, и определяется передаточной функцией волновода. В случае шумового источника под спектром следует понимать его среднее значение.

### 1.2. Компоненты поля векторно-скалярного приемника

Горизонтальные компоненты колебательных скоростей  $V_{x,y}$  и составляющая  $V_r = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$  могут быть представлены суммой мод дискретного спектра [9, 10]:

$$\begin{aligned} V_x &= V_r \cos \varphi, \quad V_y = V_r \sin \varphi, \\ V_r &= \frac{1}{\rho \omega} \sum_m A_m h_m(\omega) \exp[ih_m(\omega)r], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\rho$  — плотность водной среды;  $\varphi$  — угол (пеленг) между осью  $x$  ВСП и направлением на источник в горизонтальной плоскости ( $x, y$ ). В приближении ВКБ значение вертикальной компоненты скорости  $V_z$  приведено в [9, 10].

При исследовании векторных полей широкое использование находит также такая характеристика, как вектор потока мощности,  $\mathbf{W} = \mathbf{P}\mathbf{V}$ . Компоненты потока мощности приведены в работах [9, 10].

### 1.3. Голограмма движущегося источника

Считая спектр источника постоянным, в правой части (1) опустим постоянный множитель  $S(\omega) = const$ . Для интерферограмм введем обозначения  $I_p(\omega, r) = |P(\omega, r)|^2$ ,  $I_{V_{x,y}}(\omega, r) = |V_{x,y}(\omega, r)|^2$  и т.д. Интерферограммы и голограммы скалярной и векторных компонент поля, а также их комбинаций когерентны и различаются помехоустойчивостью [9, 10]. Поэтому достаточно ограничиться скалярной компонентой поля, по отношению к другим характеристикам ВСП рассмотрение идентично. Голограмма реализуется двукратным преобразованием Фурье интерферограммы источника [6]:

$$\begin{aligned} F(\tilde{\nu}, \tau) &= \int_0^{\Delta t} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} I_p(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] dt d\omega = \\ &= \sum_m \sum_n F_{m,n}(\tilde{\nu}, \tau), \end{aligned} \quad (9)$$

где:

$$\begin{aligned} F_{m,n}(\tilde{\nu}, \tau) &= \exp\left[i\left(\frac{\tilde{\nu}\Delta t}{2} - \tau\omega_0\right)\right] \times \\ &\times \exp\left\{i\left[(m-n)\alpha\left(\frac{\Delta t}{2}w + r_0\right) + r_0(\tilde{\nu}/w)\right]\right\} \times \\ &\times \frac{\sin\left\{\left[(r_0 + wt_*) (m-n) \frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right] \frac{\Delta\omega}{2}\right\}}{\left[(r_0 + wt_*) (m-n) \frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right] \frac{\Delta\omega}{2}} \times \\ &\times \frac{\sin\left\{\left[w(m-n)\alpha + \tilde{\nu}\right] \frac{\Delta t}{2}\right\}}{\left[w(m-n)\alpha + \tilde{\nu}\right] \frac{\Delta t}{2}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\tilde{\nu} = 2\pi\nu$ ,  $\tau$  и  $\omega$ ,  $t$  — циклическая частота, время голограммы и интерферограммы соответственно;

$\Delta t$  и  $\Delta\omega$  — время наблюдения и ширина спектра;  $r_0$  — удаление источника от приемника в начальный момент времени  $t = 0$ ;  $w$  — радиальная скорость источника (проекция скорости по направлению к приемнику);  $\alpha = dh_l(\omega_\rho) / dl$ ,  $l$  — номер моды, в окрестности которой моды синфазны;  $t_*$  — выделенный момент времени на интервале наблюдения  $\Delta t$ ,  $0 < t_* < \Delta t$ . Введение величины  $\alpha$  полезно при интерпретации голограммы. В действительности,  $(d\alpha/d\omega)(m-n) = (dh_{mn}(\omega_\rho)/d\omega)$ ,  $\alpha(m-n) = h_{mn}(\omega_\rho)$ .

Изображение источника (9) локализовано в форме фокальных пятен, зеркально перевернутых относительно начала координат. Они расположены в первом и третьем квадрантах, если радиальная скорость  $w < 0$ , т.е. источник приближается к приемнику и во втором и четвертом квадрантах ( $w > 0$ ), когда источник удаляется от приемника. Область локализации содержит  $(M-1)$  основных максимумов с координатами  $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$ , расположенными на прямой  $\tilde{\nu} = \tilde{\varepsilon}\tau$ , где  $M$  — число мод, формирующих поле,  $\mu = 1, M-1$  — номер фокального пятна,  $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\nu}_\mu / \tau_\mu$ . Интерферограммы и голограммы, получаемые при обработке натуральных данных и моделирования, обсуждались в [4–13]. На рис. 1 приведены результаты обработки одного из натуральных экспериментов.

Положения максимумов фокальных пятен пропорциональны радиальной скорости и начальному удалению источника от приемника

$$\dot{w} = -\tilde{\nu}_\mu \dot{\tau}_\mu, \quad \dot{r}_0 + \dot{w}t_* = \kappa_{r\mu} \tau_\mu, \quad (11)$$

где:

$$\kappa_{\nu\mu} = \left[h_{m(m+\mu)}(\omega_0)\right]^{-1}, \quad \kappa_{r\mu} = \left[dh_{m(m+\mu)}(\omega_0)/d\omega\right]^{-1}, \quad (12)$$

коэффициенты, определяющие пространственные и частотные масштабы изменчивости передаточной функции волновода. Оценки параметров источника, получаемые в результате анализа наблюдаемого процесса, в отличие от их истинных значений, обозначены точкой сверху. Черта сверху означает усреднение по номерам мод.

Локализацию спектральной плотности можно рассматривать как фокусировку поля движущегося источника. Ее фактор фокусировки превышает фактор фокусировки, реализуемой при обращении волнового фронта и временном обращении волны в точку расположения источника первичной волны [6, 24]. Двумерная спектральная плотность движущегося источника автоматически фокусируется в точке приема.

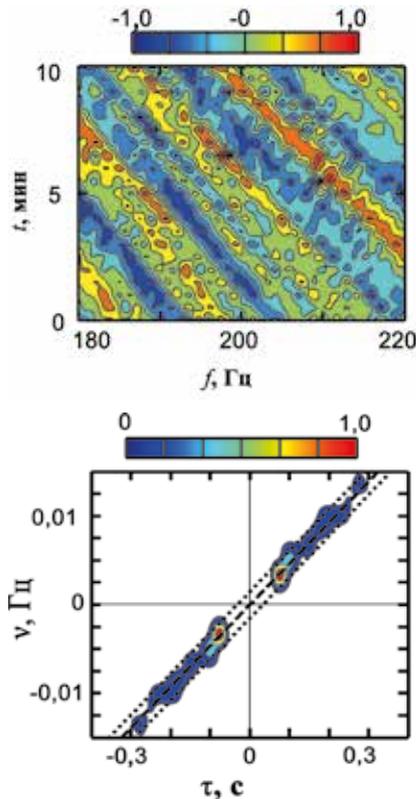


Рис. 1. Нормированные интерферограмма (а) и голограмма (б), измеренные в натурном эксперименте при входном отношении с/п  $q = 25,5$  [6]

### 1.4. Обнаружение источника

В качестве критерия обнаружения источника принимается наличие выделяемого над уровнем помех пика функции обнаружения:

$$G[\varepsilon_*(q)] = \int_0^{\Delta\tau} |F[\tau(q), (\tau(q))]| \sqrt{1 + \varepsilon_*^2(q)} d\tau, \quad (13)$$

на прямой  $\nu = \varepsilon\tau$ ,  $\varepsilon = \tilde{\varepsilon} / 2\pi$ , расположения максимумов фокальных пятен при входном отношении с/п  $q$  [6, 10]. Здесь  $\Delta\tau$  – линейный размер области локализации по оси времени  $\tau$ ;  $\varepsilon_*$  – варьируемое значение углового коэффициента. За оценку  $\dot{\varepsilon}(q)$  принимается положение максимального пика,  $\max G[\varepsilon_*(q)] = G[\dot{\varepsilon}(q)]$ . Информация о гидроакустических параметрах акватории не требуется.

### 1.5. Пеленгование источника

Итерационные алгоритмы пеленгования с использованием двух и одного ВСП изложены в работах [11–13]. Остановимся на изложении алгоритма с использованием одного ВСП [13]. Запишем интерферограммы  $R = V_r V_r^*$ ,  $X = V_x V_r^*$ ,  $Y = V_y V_r^*$  и применим к

ним двукратные преобразования Фурье. Голограммы  $F_x, F_y$  интерферограмм  $X$  и  $Y$  с точностью до множителей  $\cos\varphi$  и  $\sin\varphi$  воспроизводят голограмму  $F_R$ .

На первом шаге определяется отношение максимумов функций обнаружения:

$$|\operatorname{tg}\varphi(q)| = \frac{G_y[\dot{\varepsilon}(q)]}{G_x[\dot{\varepsilon}(q)]}. \quad (14)$$

Определение направления на источник неоднозначно: значения пеленгов  $\pm\varphi$ ,  $\pi \pm \varphi$  неразличимы.

На втором шаге области голограмм  $F_x, F_y$  за пределами зоны фокусировки очищаются от помехи, и выполняется обратное двукратное преобразование Фурье для восстановления интерферограмм  $X, Y, R$ . Неоднозначность пеленга автоматически устраняется при определении в фиксированный момент времени отношения интерферограмм:

$$\frac{X(f)}{R(f)} = \cos\varphi, \quad \frac{Y(f)}{R(f)} = \sin\varphi, \quad (15)$$

так как в знаке компонент колебательных скоростей  $V_{x,y}$  заложена информация о направлении прихода сигнала. Если  $\cos\varphi > 0$ ,  $\sin\varphi > 0$ , то источник расположен в I-м квадранте ВСП; если  $\cos\varphi < 0$ ,  $\sin\varphi > 0$  – во II-м квадранте; если  $\cos\varphi < 0$ ,  $\sin\varphi < 0$  – в III-м квадранте; если  $\cos\varphi > 0$ ,  $\sin\varphi < 0$  – в IV-м квадранте. Соотношение (15), как и (14), позволяет оценить пеленг, однако погрешность оценки пеленга больше. Поэтому (15) следует использовать для однозначного выбора расположения источника в одном из квадрантов ВСП. Если в (15) вместо абсолютных значений интерферограмм использовать их нормированные значения (отмечены «крышкой»):

$$\frac{\hat{X}(f)}{\hat{R}(f)} = \gamma_x(f), \quad \frac{\hat{Y}(f)}{\hat{R}(f)} = \gamma_y(f), \quad (16)$$

то правило знаков сохраняется при замене значением  $\gamma_x(f)$  и  $\sin\varphi$  значением  $\gamma_x(f)$  на частоте  $f = f_0$ , когда  $\hat{R}(f_0) \neq 0$ ,  $\hat{X}(f_0) \neq 0$ ,  $\hat{Y}(f_0) \neq 0$ . Для пеленгования источника знаний об гидрофизических характеристиках волновода, как и при обнаружении, не требуется.

### 1.6. Определение глубины

При волновом описании поля источника информация о его глубине  $z_s$  заключена в собственных функциях мод  $\psi_m(z_s, f)$ , т.е. содержится в амплитудах мод  $A_m$  принимаемого сигнала. Теория и апробация метода определения глубины источника изложена в [14–16].

На голограмме локализованная спектральная плотность сигнала вырезается и по отношению к ней применяется обратное двукратное преобразование Фурье. К очищенной от помехи интерферограмме применяется однократное преобразование Фурье, восстанавливая огибающую сигнала, по которой определяются амплитуды мод. По отношению амплитуд соседних мод  $\beta_{m(m+1)} = A_m / A_{m+1}$  оценивается глубина источника  $z_s$ . Оценка сводится к определению значения  $\dot{z}_s$ , при котором уравнение:

$$\Phi_{m(m+1)}(z) = \left| \phi_{m(m+1)}(z) - \beta_{m(m+1)} \right|, \quad (17)$$

обращается в нуль,  $\Phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) = 0$ . Здесь

$$\phi_{m(m+1)}(z) = \frac{\psi_m(z, f_0) \psi_m(z_q, f_0)}{\psi_{m+1}(z, f_0) \psi_{m+1}(z_q, f_0)}. \quad (18)$$

Решение неоднозначное. Для избавления от некорректности нужно выполнить совместную оценку глубины для разных пар отфильтрованных мод. Каждая такая комбинация будет содержать одно правильное значение, а остальные – ложные. Оценкой глубины будет значение, которое является общим для выбранных комбинаций.

Методу оценки глубины источника свойственны две особенности. Во-первых, уменьшение входного отношения с/п не порождает экспоненциальную разницу между реальной и оценочной глубинами источника, а стремится к некоторому установившемуся значению. При этом максимальная ошибка в оценке глубины источника не превышает четверти длины волны. Во-вторых, это слабая чувствительность к вариациям собственных функций и ошибкам измерений отношения амплитуд мод. Это позволяет собственные функции реального волновода заменить известными собственными функциями идеального волновода.

## 2. Помехоустойчивость интерферометрической обработки

Эффективность интерферометрической обработки удобно характеризовать предельным (минимальным) входным отношением с/п  $q_{lim}$ , когда для значений с/п на входе реализуется когерентное накопление спектральной интенсивности вдоль интерференционных полос [4–10]. При этом обеспечивается устойчивое обнаружение и оценки пеленга, радиальной скорости, удаления и глубины близки реальным значениям. В случае изотропной помехи для скалярной компоненты поля источника  $q_{lim} = b / J^2$  [8, 10].

Здесь  $b \approx 1$  и  $b \approx 1,5$  относятся к детерминированному и шумовому источникам,  $J$  – число временных интервалов (отсчетов), на которых реализуются когерентные накопления спектральных максимумов волнового поля вдоль интерференционных полос:

$$J = \frac{\Delta t}{T + \delta T}, \quad (19)$$

где  $T$  – длительность принимаемой реализации;  $\delta T$  – интервал между отсчетами. Чтобы реализации были независимы, длительность должна удовлетворять условию  $\delta T > 2\pi / \Delta\omega$ . Использование комбинационных составляющих векторно-скалярного поля позволяет значение  $q_{lim}$  уменьшить в 4–5 раз [9, 10].

Для модельного волновода, близкого по характеристикам экспериментальному каналу [25], на рис. 2 показано поведение предельного входного отношения с/п  $q_{lim}$  в зависимости от числа отсчетов  $J$  для шумового и постоянного спектров источника [8]. Значения  $q_{lim}$  удовлетворительно ложатся на аналитические зависимости.

Помехоустойчивость обработки, т.е. отношение выходного значения с/п  $q_{вых}$  к входному значению с/п  $q_{вх}$ ,  $\theta = q_{вых} / q_{вх}$ , равно:

$$\theta = \chi J, \quad (20)$$

где  $\chi = |\tilde{v}_{M-1}| \Delta t$  – коэффициент концентрации, обусловленный локализацией спектральной плотности в узкой полосе голограммы. В случае неподвижного источника величина  $\tilde{v}_{M-1}$  заменяется шириной спектра  $\Delta \tilde{v}$  в области голограммы. Для мелководных акваторий в низкочастотном диапазоне (несколько сотен герц) и скоростей источника  $w \approx 100$  м/с величина  $|\tilde{v}_{M-1}| \approx 0,07 - 0,7$  Гц [6–11]. Задавая время накопления  $\Delta t = 100$  с, получаем оценку  $\chi \approx 7-70$ .

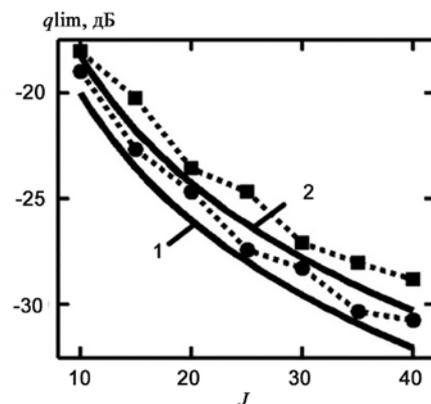


Рис. 2. Зависимость значения  $q_{lim}$  от параметра  $J$  для постоянного (кружочки) и шумового (квадратики) спектров – вычислительный эксперимент. Сплошные линии (теория): 1 – постоянный спектр,  $q_{lim} = 1/J^2$ ; 2 – шумовой спектр,  $q_{lim} = 1,5/J^2$  [8]

Уменьшение входного отношения с/п  $q_{ex}$  влечет за собой увеличение отсчетов  $J$ , которое при фиксированном времени наблюдения  $\Delta t$  сверху ограничено минимальной длительностью  $T_{min}$  шумовой реализации, которая оценивается как [26]:

$$T_{min} = 4r |dh_{1,M}(\omega_0) / d\omega|, \quad (21)$$

так что с увеличением расстояния  $r$  и средней частоты  $\omega_0$  минимальное время регистрации шумового сигнала возрастает и уменьшается соответственно. Последнее связано с тем, что при возрастании частоты групповые скорости мод асимптотически стремятся к постоянному значению, не зависящему от номера моды [22]. В результате максимальное число отсчетов, согласно (19), (21), равно:

$$J_{max} = \frac{\Delta t}{4r |dh_{1,M}(\omega_0) / d\omega|}. \quad (22)$$

В (22) учтено выполнение условия  $(1 / \Delta f) \ll 4r |dh_{1,M}(\omega_0) / d\omega|$ .

Для входного отношения с/п  $q_{ex}$  удаления  $r$  шумового источника, когда сохраняется работоспособность метода, оцениваются как:

$$r \leq r_{max} = \sqrt{\frac{q_{ex}}{1,5 \cdot 4 |dh_{1,M}(\omega_0) / d\omega|}} \cdot \Delta t. \quad (23)$$

Характерной чертой соотношения (23) для предельного удаления шумового источника является то обстоятельство, что в него входят параметры передаточной функции волновода и поэтому их физическое содержание различно в зависимости от выбора акватории. Для низкочастотного диапазона мелководных акваторий, если задаться значениями  $\Delta t = 100$  с,  $q = 10^{-3}$ ,  $r_{max} \approx 9$  км.

### 3. Адаптация обработки

Развитие современных технологий обработки гидроакустической информации неразрывно связано с решением важнейшей фундаментальной задачи: возможность адаптации к изменяющимся условиям распространения поля источника, а также работоспособность в условиях, не требующих знания о характеристиках среды распространения. Под адаптацией интерферометрической обработки понимается возможность определения коэффициентов (12) посредством измерения связанных с ними величин на фоне малого входного отношения с/п в отсутствие знания передаточной функции волновода. В работе [26] предложены два варианта адаптации,

реализуемые на основе измерений пеленга [11, 12] и частотных сдвигов интерференционных максимумов волнового поля [27] между двумя ВСП  $Q_1$  и  $Q_2$ , разнесенными на горизонтальное расстояние  $d$ .

Согласно первому варианту коэффициенты  $\kappa_{r\mu}$  и  $\kappa_{v\mu}$  оцениваются как:

$$\kappa_{r\mu} = \frac{d \cos \varphi}{\Delta \tau_\mu}, \quad \kappa_{v\mu} = -\frac{d \cos \varphi}{\Omega_0 \tau_{\mu 1}}, \quad (24)$$

где  $\Delta \tau_\mu = \tau_{\mu 1} - \tau_{\mu 2}$  и  $\Omega_0$  – разность положений основного максимума  $\mu$ -го фокального пятна и частотный сдвиг интерференционного максимума в момент времени  $t = 0$  между ВСП  $Q_1$  и  $Q_2$ . Вариант применим, если  $|\Omega_0| \leq \Delta f$  и  $|\Delta \tau_\mu| \Delta f \geq 1$ . Применимость первого варианта облегчается с увеличением номера фокального пятна.

Согласно второму варианту, полагая  $r \geq w \Delta t$ ,

$$\kappa_{r\mu} = \frac{d \cos \varphi}{d(\Delta \varphi_\mu(v)) / dv} \frac{\Omega_0 \Delta t}{\Delta \Omega \tau_{\mu 1}}, \quad (25)$$

$$\kappa_{v\mu} = -\frac{d \cos \varphi}{d(\Delta \varphi_\mu(v)) / dv} \frac{1}{v_{\mu 1}}.$$

Здесь  $\Delta \varphi(v)$  и  $\Delta \Omega$  – разность фаз голограмм в окрестности максимума  $\mu$ -го фокального пятна и изменение частотного сдвига за время наблюдения  $\Delta t$  между точками наблюдения. Этот вариант, в отличие от первого варианта, позволяет также оценивать радиальную скорость и удаление источника, не прибегая к нахождению коэффициентов (12):

$$\dot{w} = \frac{d \cos \varphi}{d(\Delta \varphi_\mu(v)) / dv}, \quad \dot{r} = \left| \frac{\Omega_0}{\Omega \Delta} \dot{w} \Delta t \right|. \quad (26)$$

Во втором варианте ограничения на величину  $d \cos \varphi$  более мягкие.

### 4. Разрешение источников

Интерферометрическая обработка позволяет реализовывать разрешение нескольких источников [28]. Такая возможность основана на том, что суммарные интерферограмму и голограмму нескольких источников приближенно можно рассматривать как линейную суперпозицию интерферограмм и голограмм отдельных источников.

Алгоритм разрешения заключается в следующем. На суммарной голограмме выделяется область локализации спектральной плотности шумового поля наиболее мощного источника. Она вырезается, и по отношению к ней применяется обратное двукратное

преобразование Фурье с целью восстановления интерферограммы, так что разрешение источника осуществляется в процессе восстановления его интерферограммы. Выделяя последовательно на суммарных голограммах области локализации отдельных источников и вырезая их, получаем голограммы, интерферограммы менее интенсивных источников. Очистка не требует данных о характере сигнала и помехи. Эта итерация повторяется до тех пор, пока не останется изображение одного-единственного источника.

С каждым шагом итерации восстанавливаемая голограмма может все больше отличаться от оригинала. Это обусловлено тем, что при вырезании локализованной области одного из источников частично могут вырезаться и спектральные плотности других, менее мощных источников. Данный эффект преимущественно будет проявляться в областях фокусировки, расположенных вблизи окрестности начала координат голограммы. Это может приводить к искажению области локализации голограммы и соответственно к снижению точности определения координат источников при увеличении шага итерации. Так как вырезание изменяет только распределение спектральной плотности, то оно должно незначительно влиять на вид интерферограммы. Для повышения точности регистрации параметров источников следует использовать фокальные пятна высших номеров. Единственными переменными, которые определяют механизм очистки, являются время наблюдения и угловые коэффициенты прямых положения главных максимумов спектральной плотности источников.

Разрешение и определение параметров источников могут быть всегда осуществлены, если их области спектральных плотностей голограмм полностью не перекрывают друг на друга и входное отношение с/п по отношению к фоновой помехи превышает предельно допустимое значение. Параметры разрешенных источников измеряются с такой же точностью, как если бы другие источники отсутствовали. Возможность идентификации малозумных источников на фоне внешней помехи и интенсивных локализованных помех определяется только уровнем внешней помехи. Результаты численного эксперимента разрешения трех шумовых источников и определения их параметров представлены на рис. 3–5 и в таблице [28].

На рис. 3 представлены результаты численного эксперимента восстановления интерферограмм трех шумовых источников различной интенсивности на фоне изотропной помехи. Очищенные от помехи нормированные интерферограммы источников идентичны их оригиналам (на рис. 3 оригиналы не приводятся).

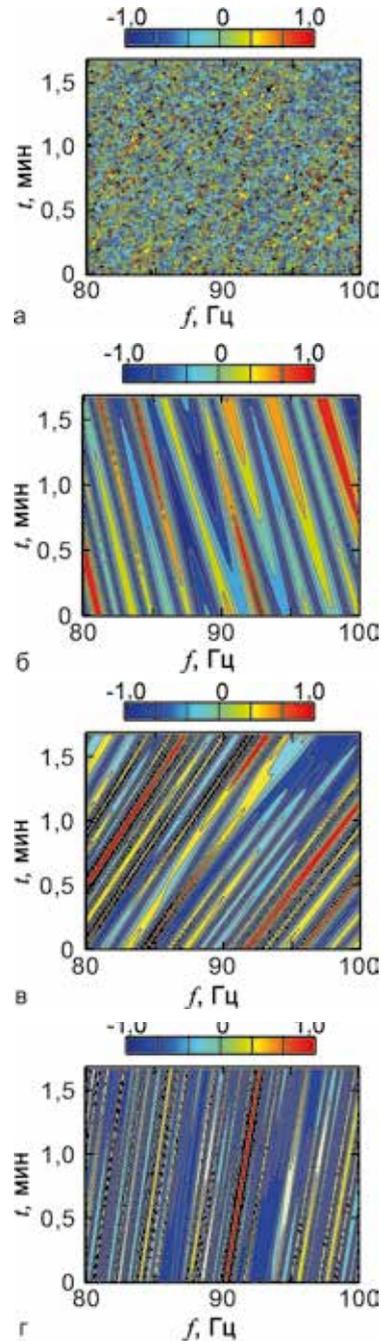


Рис. 3. Суммарная интерферограмма трех шумовых источников на фоне помехи (а); восстановленные интерферограммы источников:  $S_1$  (б),  $S_2$  (в),  $S_3$  (г) [28]

**Оценки параметров разрешенных шумовых источников на фоне помехи (в круглых скобках указаны модельные параметры источников)**

Источники	Параметры источников			
	$\varphi$ , град ( $\varphi$ ), град	$\dot{w}$ , м/с ( $w$ ), м/с	$\dot{r}$ , км ( $r$ ), км	$\dot{z}$ , м ( $z$ ), м
$S_1$	46,8 (45)	-3,4 (-3)	7,2 (7)	80,8 (80)
$S_2$	60,5 (60)	12,4 (13,5)	9,2 (10)	≤ 5,3 (5)
$S_3$	16,2 (15)	6,7 (7)	18,9 (20)	≤ 9,2 (6)

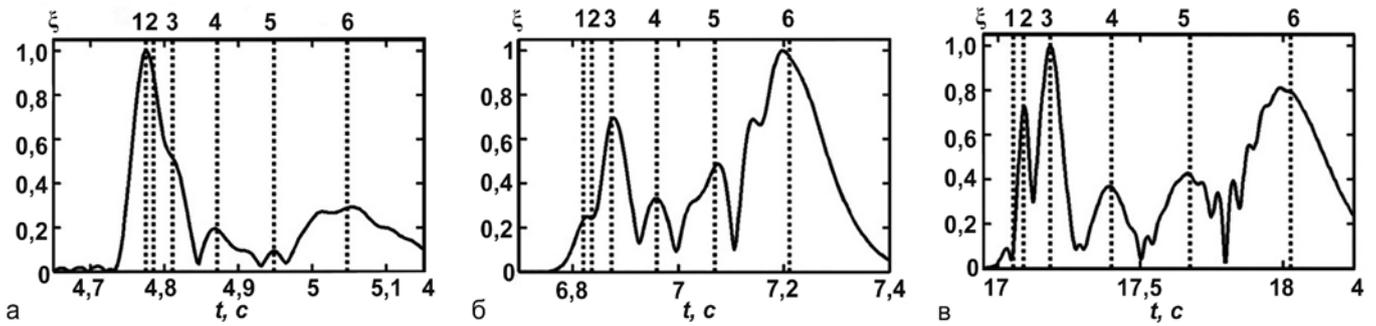


Рис. 4. Зависимость нормированной огибающей сигнала от времени  $t$  для трех источников:  $S_1$  (а);  $S_2$  (б);  $S_3$  (в). Вертикальным пунктиром показаны времена распространения  $m$ -й моды,  $m = \overline{1, 6}$  [28]

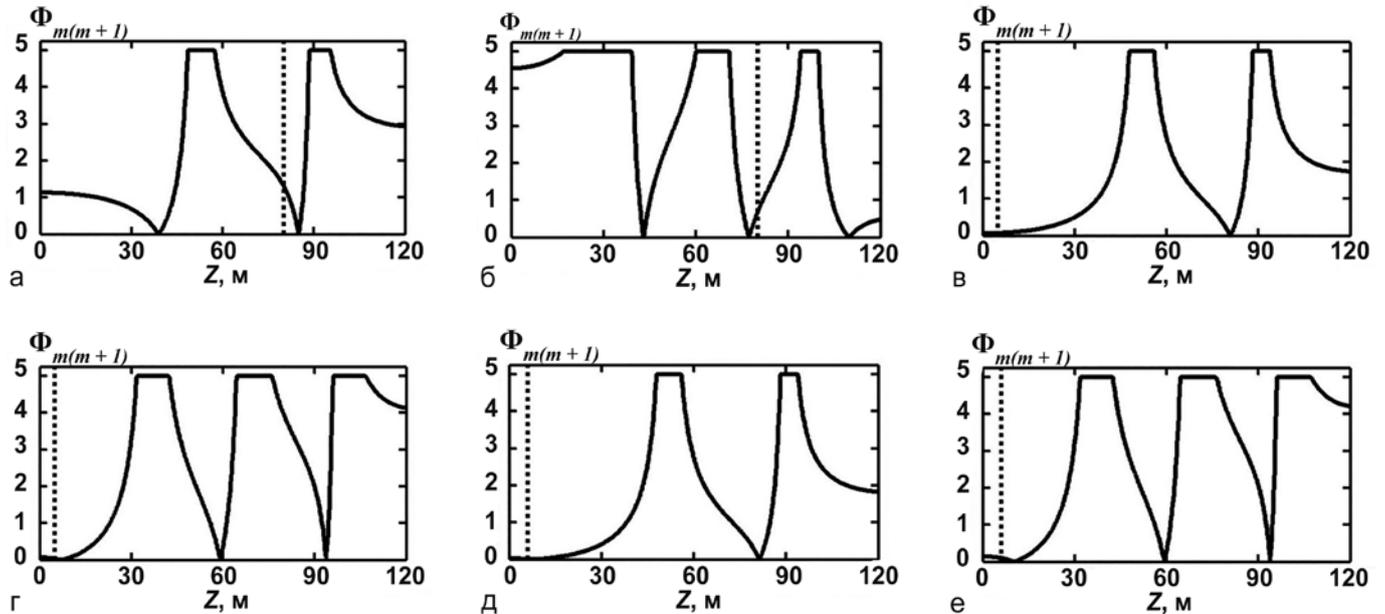


Рис. 5. Функция  $m(m+1)(z)$  при различных комбинациях мод  $m(m+1)$  разрешенных источников:  $S_1$  (а, б);  $S_2$  (в, г);  $S_3$  (д, е). Комбинации мод: (2, 3) (а, в, д); (3, 4) (б, г, е). Вертикальным пунктиром показаны значения функции, отвечающие заданной глубине источника [28]

Огибающие сигналов трех разрешенных источников, восстановленные по очищенным от помех интерферограммам, представлены на рис. 4. Времена распространения модовых импульсов  $t_{mi} = r_i / u_m(f_0)$ ,  $i = \overline{1, 3}$ . Под амплитудой  $m$ -й моды понимается величина  $A_m = (r_i, t_{mi})$ . При разрешении мод максимумы огибающей приходятся на моменты времени  $t_m$ .

На рис. 5 представлены зависимости функции (10), обрезанные на уровне  $\Phi_{m(m+1)}(z) = 5$ , для двух комбинаций мод разрешенных источников. Для разрешенного источника  $S_1$  глубина оценивается как  $z_{s1} = 80,8$  м. В силу особенностей поведения собственных функций нули функции  $\Phi_{m(m+1)}(z)$  в окрестности границы волновода  $z = 0$  размыты. Поэтому для источников  $S_{2,3}$  можно лишь указать область значений оценок глубины:  $z_2 \leq 5,3$  м,  $z_3 \leq 9,2$  м (см. таблицу).

По отношению максимумов восстановленных функций обнаружения (14) выполнена оценка пеленга для трех источников  $S_{1,2,3}$  (см. таблицу).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивное внедрение в течение последних нескольких лет интерферометрической обработки в акустику океана уже позволило получить ряд новых результатов, описанных выше. Плодотворность обработки объясняется когерентным накоплением шумового поля вдоль интерференционных полос и локализацией спектральной интенсивности на голограмме. Ее применение к идентификации малозумных источников позволяет достичь помехоустойчивости и удаленности в условиях отсутствия знаний о характеристиках среды распространения, не доступной для

известных видов обработки. Таким образом, интерферометрическая обработка гидроакустической информации позволяет по-новому осмыслить те направления в акустике океана, где играет роль интерференция волн, вызванная широкополосным сигналом.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект 19-08-00941, проект 19-29-06075) и Программы президиума РАН № 5 «Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–82.
2. Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 85–93.
3. Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. Интерференция звуковых волн в океане. Владивосток: Дальнаука, 1998. 195 с.
4. 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 // *Acoust. Phys.* 2016. Vol. 62, No. 5. P. 559–574.
5. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Interferometric method for estimating the sound source velocity in an oceanic waveguide // *J. Phys. Wave Phenom.* 2016. Vol. 24, No. 4. P. 317–323.
6. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63, № 4. С. 406–418.
7. 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 // *J. Phys. Wave Phenom.* 2017. Vol. 25, No. 1. P. 64–73.
8. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznachheev I.V. Noise source localization shallow water // *J. Phys. Wave Phenom.* 2017. Vol. 25, No. 2. P. 156–163.
9. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznachheev I.V., Grigor'ev V.A. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver // *J. Phys. Wave Phenom.* 2017. Vol. 25, No. 4. P. 299–306.
10. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64, № 1. С. 33–45.
11. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznachheev I.A. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // *Phys. Wave Phenom.* 2018. Vol. 26, No. 1. P. 63–73.
12. Кузькин В.М., Переселков С.А., Казначеев И.В., Ткаченко С.А. Метод определения местоположения малозумного источника звука // *Вестн. ВГУ. Серия: Физика. Математика.* 2018. № 2. С. 53–63.
13. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Direction finding of a noise sound source // *Phys. Wave Phenom.* 2019. Vol. 27, No. 3. P. 237–241.
14. Беседина Т.Н., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Определение глубины источника звука в мелком море на фоне интенсивного шума // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61, № 6. С. 718–728.
15. Besedina T.N., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Estimation of the depth of an immobile sound source in shallow water // *Phys. Wave Phenom.* 2015. Vol. 23, No. 4. P. 292–303.
16. 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 // *J. Phys. Wave Phenom.* 2016. Vol. 24, No. 4. P. 310–316.
17. Ocean acoustic interference phenomena and signal processing (San Francisco, CA, May 1–3, 2001; AIP Conf. Proc.). N.Y.: Melville, 2002.
18. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics // *IEEE J. Oceanic Eng.* 1993. Vol. 18, No. 4. P. 401–423.
19. Ianniello J.P. Recent developments in sonar signal processing // *IEEE Signal. Process. Mag.* 1998. Vol. 15, No. 4. P. 27–40.
20. Малышкин Г.С., Сидельников Г.Б. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60, № 5. С. 526–545.
21. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор) // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61, № 2. С. 233–253.
22. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
23. Кузькин В.М., Куцов М.В., Переселков С.А. Пространственная интерференция нормальных волн в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60, № 4. С. 376–383.
24. Луньков А.А., Петников В.Г., Стромков А.А. Особенности фокусировки низкочастотных звуковых полей в мелком море // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56, № 2. С. 256–262.
25. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62, № 2. С. 194–202.
26. Kaznachheeva E.S., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function // *Phys. Wave Phenom.* 2019. Vol. 27, No. 1. P. 73–78.
27. Кузькин В.М., Переселков С.А. Методы регистрации частотных смещений интерференционной структуры звукового поля в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56, № 4. С. 505–515.
28. Kuz'kin V.M., Kuznetsov G.N., Pereselkov S.A., Grigor'ev V.A. Resolving power of the interferometric method of source localization // *Phys. Wave Phenom.* 2018. Vol. 26, No. 2. P. 150–159.