

УДК 532.5, 534.6

© В. М. Кузькин¹, Г. А. Ляхов¹, С. А. Пересёлков^{2*}, Е. С. Казначеева²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, ул. Вавилова, д. 38, г. Москва, Россия

²Воронежский госуниверситет, 394018, Университетская пл., д. 1, г. Воронеж, Россия

*E-mail: pereselkov@yandex.ru

ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ ЧЕРЕЗ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНУЮ ОКЕАНИЧЕСКУЮ СРЕДУ

Статья поступила в редакцию 03.08.2020, после доработки 13.01.2021

Рассмотрены физико-математические принципы формирования голограммы в океанической среде на фоне интенсивных внутренних волн, вызывающих взаимодействие мод. В основе представленного исследования лежит анализ частотно-временной интерференционной картины (интерферограммы), формируемой широкополосным источником звука и ее двумерное фурье-преобразование (голограмма). В работе получена связь структуры интерферограммы и голограммы с характеристиками невозмущенного и рассеянного полей. Спектральная плотность голограммы концентрируется в двух непересекающихся областях, соответствующих рассеянному и невозмущенному полям. Фильтрация этих областей дает возможность передавать неискаженную информацию через неоднородную океаническую среду. Представлены и проанализированы результаты численного моделирования интерферограмм и голограмм в присутствии интенсивных внутренних волн. Оценена относительная ошибка восстановления интерферограммы невозмущенного поля. Предложен подход адаптации полученных результатов к задаче передачи неискаженной информации на фоне океанических неоднородностей.

Ключевые слова: голографическая интерферометрия, интенсивные внутренние воды, двукратное фурье-преобразование, спектральная плотность, численное моделирование, невозмущенное и рассеянное поля.

© V. M. Kuz'kin¹, G. A. Lyakhov¹, S. A. Pereselkov², E. S. Kaznacheeva²

¹Prokhorov General Physics Institute of RAS, 119991, ul. Vavilova, 38, Moscow, Russia

²Voronezh State University, 394018, Universitetskaya Sq., 1, Voronezh, Russia

*E-mail: pereselkov@yandex.ru

THE INFORMATION TRANSMISSION THROUGH RANDOM-INHOMOGENEOUS OCEAN ENVIRONMENT

Received 03.08.2020, in final form 13.01.2021

The physical and mathematical principles of hologram formation in the oceanic environment at presence of intense internal waves is considered. It is assumed that intense internal waves are reason of the sound field modes coupling. The presented research is based on the analysis of the frequency-time interference pattern (interferogram) of the broadband sound source and its 2D Fourier transformation (hologram). The relationship between the interferogram and hologram structures and the unperturbed and scattered fields parameters is obtained in the paper. The hologram spectral density consists of the two disjoint regions corresponding to the scattered and scattered fields. The filtering of these regions allows us to transmit the non-distorted information through inhomogeneous ocean environment. The numerical simulation results of interferograms and holograms at presence of the internal waves are considered. The relative error of the reconstructed interferogram for unperturbed sound field is estimated. The applying of obtained results to the hydroacoustic communication are proposed.

Key words: holographic interferometry, intense internal waves, sound field, horizontal refraction, mode coupling, numerical modeling, unperturbed and scattered field, 2D Fourier transformation, spectral density, transfer function.

1. Введение

Во многих практически интересных случаях передача акустической информации через океаническую среду осуществляется при малом входном отношении сигнал/помеха на фоне гидродинамических возму-

Ссылка для цитирования: Кузькин В.М., Ляхов Г.А., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С. Передача информации через случайно-неоднородную океаническую среду // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 2. С. 54–64. doi: 10.7868/S2073667321020052

For citation: Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S. The Information Transmission through Random-Inhomogeneous Ocean Environment. *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika*. 2021, 14, 2, 54–64. doi: 10.7868/S2073667321020052

щений. Интенсивная помеха маскирует информацию, а случайно-неоднородная среда ее искажает. Радикальное решение этой проблемы, как показывают теоретическое рассмотрение и обработка данных натуральных экспериментов, может обеспечить информационная интерферометрическая обработка [1–3]. В основе ее лежит механизм формирования частотных смещений интерференционных максимумов волнового поля (частотных смещений) широкополосного источника, обусловленных волноводной дисперсией и многомодовым распространением [4]. Диагностика океанических неоднородностей, основанная на информации о частотных смещениях, рассмотрена в [5].

Информационная технология обработки реализует траекторное (временное) накопление спектральной плотности вдоль локализованных полос частотно-временной интерференционной картины (интерферограммы), формируемой источником, которая далее подвергается двумерному преобразованию Фурье. Преобразованную спектральную плотность условно назовем голограммой, а саму обработку — голографической интерферометрией. Обработку можно рассматривать как линейное преобразование информации из одной формы в другую, более удобную для решения тех или иных задач. Такое, казалось бы, несущественное отличие от классической интерферометрии, как двумерное разложение спектральной плотности интерферограммы, приводит ко многим важным следствиям.

Во-первых, концентрации спектральной плотности сигнала в узкой области и распределению спектральной плотности помехи по всей области голограммы. Такой механизм распределения обеспечивает высокую помехоустойчивость обработки, существенно превосходящую помехоустойчивость классических методов обработки, согласованных со средой распространения (*matched-field processing*) [6, 7], которые, по-видимому, достигли своего предела. Восстановление интерферограммы, не наблюдаемой на фоне помехи, достигается фильтрацией на голограмме спектральной плотности сигнала с последующим применением к ней двумерного обратного фурье-преобразования. Очищение интерферограммы от помехи не требует знания о характере сигнала, помехи и передаточной функции.

Во-вторых, возможности реализации адаптивных алгоритмов, позволяющих решать проблему локализации маломощных источников в отсутствие информации о гидроакустических характеристиках океанической среды [8, 9]. Это решает проблему идентификации маломощных источников в акваториях, в которых невозможно проведение акустической калибровки, что значительно расширяет область применения информационной обработки, не доступной для других видов.

В-третьих, разрешение источников различной интенсивности, когда их интерферограммы маскируются помехой [10]. Координаты разрешенных источников на фоне помехи измеряются с такой же точностью, как если бы другие источники отсутствовали. Возможность идентификации маломощного источника на фоне фоновой помехи и интенсивных шумовых локализованных помех определяется исключительно уровнем фоновой помехи.

Далее, в-четвертых, согласно результатам обработки эксперимента SWARM-95 [11, 12], на фоне интенсивных внутренних волн (ИВВ) удается осуществлять неискаженную передачу информации и наблюдать временную изменчивость океанической среды [3].

Таким образом, с прикладной точки зрения голографическая интерферометрия характеризуется повышенной помехоустойчивостью по сравнению с известными методами обработки; возможностью восстановления зашумленных интерферограмм; способностью разрешения нескольких маломощных источников в акваториях, не требующих знания о передаточной функции; передаче неискаженной информации при наличии неконтролируемых гидродинамических возмущений. Именно эти стороны голографической интерферометрии, заложенные в ее физических основах, обуславливают широкую область применений для решения самых различных технических и научных задач в гидрофизике.

Цель данной работы — на основе теоретического анализа и численного моделирования решить следующий круг задач. Во-первых, детально разобраться в механизме формирования голограммы, когда ИВВ на стационарной трассе приводят к взаимодействию мод акустического поля. Обосновать и подтвердить экспериментальный эффект наблюдения двух непересекающихся областей голограммы, обусловленных невозмущенным и рассеянным полями. Во-вторых, оценить погрешность реконструирования интерферограммы невозмущенного поля в присутствии ИВВ. В-третьих, предложить алгоритм восстановления неискаженной информации при передаче через возмущенную океаническую среду. Тем самым будут созданы условия для расширения областей применения голографической интерферометрии в гидрофизике.

2. Теоретические основы формирования голограммы в присутствии интенсивных внутренних волн

В случайно-неоднородной океанической среде, когда моды нельзя считать независимыми, вариации показателя преломления инициируют обмен энергии между их комплексными амплитудами. Изменения фазы, определяющей частотный сдвиг, следовательно, и вид локализованных полос интерферограммы,

будут обусловлены изменениями как вещественной частью горизонтальных волновых чисел, так и амплитуд мод. Поправки фазы по отношению к невозмущенному значению можно определить, например, воспользовавшись методом малых возмущений, позволяющим описать слабую межмодовую трансформацию, характерную для океанических неоднородностей.

Ограничимся рассмотрением ИВВ в форме одиночного солитона, распространяющегося вдоль акустической трассы. Поправки комплексных амплитуд A_m определяются из системы линейных дифференциальных уравнений первого порядка для взаимодействующих мод

$$\frac{dA_m(x,t)}{dx} = i \sum_n \{ \xi_m \delta_{mn} + \mu_{mn}(x,t) \} A_n(x,t), \quad (1)$$

где $\xi_m = h_m + ig_m$ — комплексное горизонтальное волновое число m -й моды, δ_{mn} — символ Кронекера, x — текущее горизонтальное расстояние между источником и приемником, t — время [5]. Далее невозмущенные значения величин обозначаются чертой сверху, а возмущенные — тильдой. Коэффициенты взаимодействия мод равны

$$\mu_{mn}(x,t) = \frac{\bar{k}_0^2}{2\sqrt{\bar{h}_m \bar{h}_n}} \int_0^H \bar{\psi}_m(z) \bar{\psi}_n(z) \tilde{n}^2(x,z,t) dz. \quad (2)$$

Здесь \bar{k}_0^2 — квадрат волнового числа на глубине $z = 0$, $\bar{\psi}_m(z)$ — собственная функция m -й моды. В случае равенства номеров мод, $m = n$, коэффициент μ_{mm} равен линейной адиабатической поправке \tilde{h}_m к невозмущенному значению действительной части горизонтального волнового числа \bar{h}_m , $\mu_{mm} = \tilde{h}_m$ [13]. Флуктуационная компонента квадрата показателя преломления записывается как

$$\tilde{n}^2(x,z,t) = -2QN^2(z)\Phi(z)\zeta(x,t). \quad (3)$$

Здесь $Q \approx 2.4 \text{ c}^2/\text{м}$ — константа, определяемая физическими свойствами воды; $N(z)$ — частота плавучести; $\Phi(z)$ — собственная функция первой гравитационной моды, нормированная на собственное значение на глубине приема, H — глубина волновода [14]. Вертикальные смещения водных слоев $\zeta(x,t)$, получаемые из решения уравнения Кортевега-де Вриза, имеют вид

$$\zeta(x,t) = -B \operatorname{sech}^2[(x-ut)/\eta], \quad (4)$$

где B и η — амплитуда и полуширина солитона на уровне 0.42 от максимума, u — скорость распространения [15]. Знак минус означает, что возмущение показателя преломления направлено в сторону дна.

Точное решение системы уравнений (1) можно получить только численными методами. Из последних достижений в этом направлении, когда рассматривалось рассеяние звука на солитоне, движущемся вдоль акустической трассы, следует выделить работы [16, 17]. В [16] на основе численного моделирования показано, что по сравнению с адиабатическим приближением, когда частотный сдвиг постоянен, обмен энергии между модами приводит к его осцилляциям, а спектр частотных смещений состоит из дискретных составляющих, которые определяются параметрами солитона. В [17] применительно к двухмодовому распространения аналитически решена система уравнений (1) и приведены результаты численного эксперимента. Дано качественное и количественное объяснение поведения частотных смещений.

Учитывая малость \tilde{n}^2 по отношению к \bar{n}^2 , $\tilde{n}^2 \ll \bar{n}^2$, представим результирующее поле p как

$$p = p_0 + p_s, \quad (5)$$

где p_0 — невозмущенное поле в горизонтально-однородном волноводе, удовлетворяющее волновому уравнению

$$\Delta p(x,z,t) + \bar{k}_0^2 (\bar{n}^2(z) + \tilde{n}^2(x,z,t)) p(x,z,t) = 0 \quad (6)$$

с соответствующими граничными условиями при $\tilde{n}^2(x,z,t) = 0$, p_s — рассеянное поле первого порядка относительно \tilde{n}^2 . Запишем поля $p_{0,s}$ как сумму мод вида

$$p_0(\omega) = \sum_m \bar{A}_m(\omega) \exp(i\bar{h}_m(\omega)x_0), \quad (7)$$

$$p_s(\omega,t) = \sum_m \tilde{A}_m(\omega,t) \exp\left(i \int_0^{x(t)} \tilde{h}_m(\omega,t) dx' \right), 0 \leq x(t) \leq x_0. \quad (8)$$

Здесь x_0 — расстояние между источником и приемником. Поправки \tilde{A}_m и \tilde{h}_m определяются из решения системы уравнений (1). Выражение в экспоненциальном множителе (8) представляет собой фазу m -моды рассеянного поля. Цилиндрическое расхождение поля, модальное затухание, глубины источника z_s и приемника z_q формально учитываются амплитудной зависимостью мод.

Интерферограмма результирующего поля $P = |p|^2$, согласно (5), равна

$$P = p_0 p_0^* + p_s p_0^* + p_0 p_s^* + p_s p_s^*, \quad (9)$$

где звездочкой обозначена комплексно-сопряженная величина. Первое и четвертое слагаемые представляют собой интерферограммы невозмущенного и рассеянного полей, а второе и третье слагаемые — интерферограммы, вызванные произведением невозмущенного и рассеянного полей. Невозмущенное и рассеянное поля некогерентны, поэтому второе и третье слагаемые можно рассматривать как некий фон (среднее значение), снижающий контрастность результирующей интерферограммы.

Вычтем из интерферограммы P (9) среднее (фоновое) значение \bar{P} , $\ddot{P} = P - \bar{P}$. Тогда получаем

$$\ddot{P}(\omega, t) = \ddot{P}_0(\omega) + \ddot{P}_s(\omega, t). \quad (10)$$

Согласно (7), (8),

$$\ddot{P}_0(\omega) = \sum_m \sum_n \bar{A}_m(\omega) \bar{A}_n^*(\omega) \exp(i \bar{h}_{mn}(\omega) x_0) = \sum_m \sum_n \ddot{P}_0^{(mn)}(\omega), m \neq n, \quad (11)$$

$$\ddot{P}_s(\omega, t) \sum_m \sum_n \tilde{A}_m(\omega, x(t), t) \tilde{A}_n^*(\omega, x(t), t) \exp\left(i \int_0^{x(t)} \tilde{h}_{mn}(\omega, t) dx'\right) = \sum_m \sum_n \ddot{P}_s^{(mn)}(\omega, t), m \neq n. \quad (12)$$

Здесь $\bar{h}_{mn} = \bar{h}_m - \bar{h}_n$, $\tilde{h}_{mn} = \tilde{h}_m - \tilde{h}_n$. Таким образом, при наличии возмущения интерферограмма представляет собой суперпозицию двух независимых интерферограмм, порожденных невозмущенным и рассеянным полями.

Применим к интерферограмме $\ddot{P}(\omega, t)$ (10) двумерное преобразование Фурье

$$F(\dot{\nu}, \tau) = \sum_m \sum_n \int_0^{\Delta t \omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left[\ddot{P}_0^{(mn)}(\omega) + \ddot{P}_s^{(mn)}(\omega, t) \right] \exp[i(\dot{\nu}t - \tau\omega)] dt d\omega = \sum_m \sum_n F_0^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau) + \sum_m \sum_n F_s^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau), \quad (13)$$

где

$$F_0^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau) = \int_0^{\Delta t \omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \ddot{P}_0^{(mn)}(\omega) \exp[i(\dot{\nu}t - \tau\omega)] dt d\omega, \quad (14)$$

$$F_s^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau) = \int_0^{\Delta t \omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \ddot{P}_s^{(mn)}(\omega, t) \exp[i(\dot{\nu}t - \tau\omega)] dt d\omega. \quad (15)$$

Здесь $\dot{\nu} = 2\pi\nu$ и τ — циклическая частота и время голограммы; Δt — время наблюдения; $\omega_{1,2} = \omega_0 \mp (\Delta\omega / 2)$, $\Delta\omega$ и ω_0 — ширина и средняя частота спектра. Проанализируем парциальные голограммы невозмущенного (14) и рассеянного (15) полей.

Используя подход при получении голограммы движущегося источника [1], имеем

$$F_0^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau) = \bar{A}_m(\omega_0) \bar{A}_n^*(\omega_0) \Delta\omega \Delta t \exp(i\dot{\nu}\Delta t / 2) \exp\left\{i\left[(m-n)x_0\alpha - \tau\omega_0\right]\right\} \times \\ \times \frac{\sin\left(\frac{\dot{\nu}\Delta t}{2}\right) \sin\left[\left((m-n)x_0 \frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right) \frac{\Delta\omega}{2}\right]}{\left(\frac{\dot{\nu}\Delta t}{2}\right) \left[\left((m-n)x_0 \frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right) \frac{\Delta\omega}{2}\right]}, \quad (16)$$

где $\alpha = d\bar{h}_l(\omega_0) / dl = \bar{h}_{l+1}(\omega_0) - \bar{h}_l(\omega_0)$, l — номер моды, в окрестности которой моды синфазны. Введение величины α полезно при интерпретации голограммы. В действительности, $\alpha(m-n) = \bar{h}_{mn}(\omega_0)$, $(d\alpha / d\omega)(m-n) = (d\bar{h}_{mn}(\omega_0) / d\omega)$.

Спектральная плотность голограммы невозмущенного поля локализована на плоскости $(\dot{\nu}, \tau)$ в узкой полосе вдоль оси времени τ в форме фокальных пятен, зеркально перевернутых относительно начала координат. Эта особенность обусловлена симметрией функции (16) относительно перестановки номеров ин-

терферирующих мод: $F_0^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau) = F_0^{(nm)}(\dot{\nu}, -\tau)$. Ширина полосы $\Delta \dot{\nu} = 4\pi / \Delta t$. Вне этой полосы спектральная плотность практически подавлена. Область локализации содержит $(M - 1)$ основных максимумов с координатами $(\tau_\mu, \dot{\nu}_\mu = 0)$, где M — число мод, формирующих поле, $\mu = \overline{1, M-1}$ — номер фокального пятна. Ближайший к началу координат пик обусловлен интерференцией соседних мод и расположен в точке $(\tau_1, 0)$. Координаты соседнего пика, вызванного интерференцией мод номеров $(m, m + 2)$, — $(\tau_2, 0)$ и т.д. И, наконец, координаты самого удаленного пика, обусловленного интерференцией первой и последней моды — $(\tau_{M-1}, 0)$. В точках с координатами $(\tau_\mu, 0)$ суммируются $(M - \mu)$ основных пиков.

Положения максимумов фокальных пятен пропорциональны удалению источника от приемника

$$\dot{x}_0 = \kappa_\mu \tau_\mu, \quad (17)$$

где

$$\kappa_\mu = \left\langle \frac{d\bar{h}_{m(m+\mu)}(\omega_0)}{d\omega} \right\rangle^{-1} \quad (18)$$

— коэффициенты, определяющие характерные частотные масштабы изменчивости передаточной функции волновода [18]. Оценка расстояния, получаемая в результате анализа наблюдаемого процесса, в отличие от истинного значения, обозначена точкой сверху. Угловые скобки означают усреднение по номерам мод. По критерию Рэлея [19] разрешение двух соседних фокальных пятен сводится к выполнению неравенства

$$\Delta \omega \dot{x}_0 \left| \left\langle \frac{d\bar{h}_{m(m+\mu)}(\omega_0)}{d\omega} - \frac{d\bar{h}_{m(m+\mu+1)}(\omega_0)}{d\omega} \right\rangle \right| \geq 2\pi. \quad (19)$$

Увеличение расстояния и ширины полосы повышает разрешающую способность голографической интерферометрии, повышение средней частоты ее уменьшает. Последнее связано с тем, что при возрастании частоты групповые скорости мод $\bar{u}_m = d\omega / d\bar{h}_m$ асимптотически стремятся к постоянному значению, не зависящему от номера моды [18]. Если условие (19) не выполняется, то соседние фокальные пятна перекрываются, их максимумы расплываются, погрешность определения удаленности источника возрастает. Выражение справедливо, когда накопление реализовывается вдоль интерференционных полос, что предполагает ограничение на минимальное (предельное) входное отношение сигнал/помеха [1, 2].

Вычисление интеграла (15) возможно лишь численными методами. Однако и без численного решения можно получить некоторые общие выводы относительно расположения на голограмме области локализации рассеянного поля. Положим, что в интерферограмме рассеянного поля (12) амплитуды $\tilde{A}_{m,n}$ медленно меняются с изменением частоты и времени по сравнению с «быстрым» экспоненциальным множителем. Пренебрегая этими изменениями, вынесем их в (15) за знак интеграла при значениях $\omega = \omega_0$, $t = t_1$, где $0 < t_1 < \Delta t$. Тогда парциальную голограмму можно представить как

$$F_s^{(mn)}(\dot{\nu}, \tau) = \sum_m \sum_n \tilde{A}_m(\omega_0, t_1) \tilde{A}_n^*(\omega_0, t_1) \times \int_0^{\Delta t \omega_2} \int_{\omega_1} \left[\exp \left(i \int_0^{x(t)} \tilde{h}_{mn}(\omega, t) dx' \right) \exp(i(\dot{\nu}t - \tau\omega)) \right] dt d\omega. \quad (20)$$

Если в разности фаз

$$\Phi_{mn}(\omega, t) = \int_0^{x(t)} \tilde{h}_{mn}(\omega, t) dx' \quad (21)$$

можно пренебречь изменениями частоты, то спектральная плотность рассеянного поля концентрируется вдоль оси частоты $\dot{\nu}$. Данный эффект ранее наблюдался в натурном эксперименте [3]. В противном случае, когда эту зависимость необходимо учитывать, спектральная плотность будет располагаться в узкой полосе под некоторым углом к оси частоты. Проводя аналогию с движущимся источником, можно заключить, что она расположена в первом и третьем квадрантах голограммы, если солитон приближается к приемнику, и во втором и четвертом квадрантах, когда он удаляется от приемника.

Таким образом, в присутствии ИВВ на голограмме реализуются две непересекающиеся области спектральной плотности невозмущенного и рассеянного полей. Применение к отфильтрованным спектральным плотностям обратных двумерных преобразований Фурье дает возможность реконструировать двумерные интерферограммы невозмущенного и рассеянного полей.

3. Результаты модельного эксперимента

При проведении численных расчетов использовался горизонтально-однородный волновод, близкий по характеристикам экспериментальному каналу [11, 12]. Распределение скорости звука по глубине приведено на рис. 1. Рассматривались два диапазона частот: $\Delta f_1 = 100\text{--}120$ Гц и $\Delta f_2 = 300\text{--}320$ Гц. Параметры жидкого поглощающего дна: отношение плотности грунта и воды $\gamma = 1.8$; для первого диапазона частот комплексный показатель преломления $n = 0.84(1 + i0.03)$, для второго — $n = 0.84(1 + i0.05)$.

Расстояние между неподвижными источником и приемником $x_0 = 10$ км. Источник располагался на глубине $z_s = 12.5$ м, приемник — на глубине $z_q = 35$ м. Задавался равномерный спектр, импульсы регистрировались с периодичностью 5 с, дискретизация по частоте спектра принимаемого сигнала 0.25 Гц. Влияние помехи на работоспособность алгоритма восстановления невозмущенной интерферограммы в присутствии солитона в статье не рассматривалось, считая помеху равной нулю. Вопросы выделения сигнала на фоне интенсивной помехи проанализированы в работах [1, 2].

Параметры солитона: амплитуда $B = 15$ м, ширина $\eta = 150$ м, скорость $w = 0.7$ м/с. Солитон перемещался по направлению от приемника к источнику. Время наблюдения $\Delta t = 20$ мин. Результаты моделирования приведены на рис. 2–5. Нормированные величины обозначены сверху значком «крышка». С целью повышения контрастности и информативности на интерферограммах вырезаны средние значения.

На рис. 2 представлены интерферограммы и модули голограмм для невозмущенных полей, т.е. когда солитон не находился на стационарной трассе. Из него следует, что в полосе частот 100–120 Гц поле

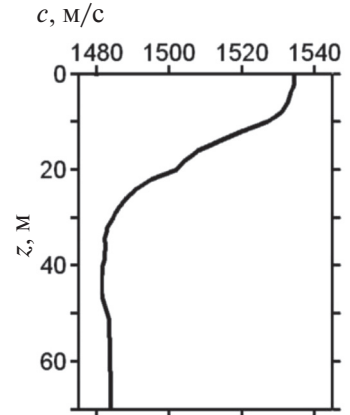


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука.

Fig. 1. Unperturbed sound speed dependency.

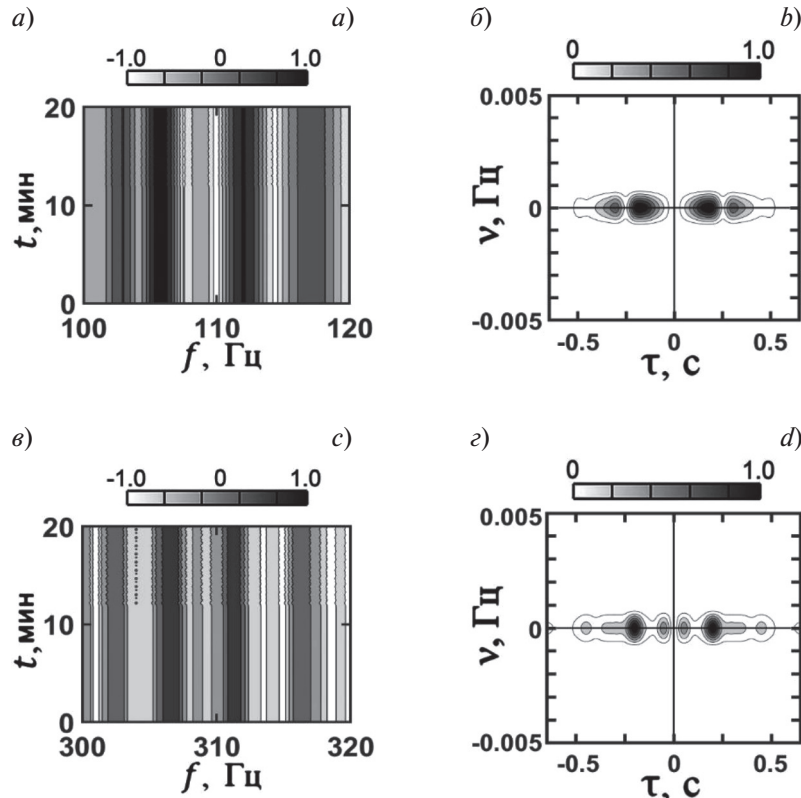


Рис. 2. Нормированные интерферограммы (а, в) и модули голограмм (б, г) невозмущенных полей в отсутствии солитона: (а, б) — ширина полосы Δf_1 , (в, г) — ширина полосы Δf_2 .

Fig. 2. Normalized interferograms (a, b) and holograms (c, d) of unperturbed sound fields: (a, b) — band width Δf_1 , (c, d) — band width Δf_2 .

эффективно формируется тремя модами, а в полосе частот 300–320 Гц — пятью модами. С точностью до постоянного множителя интерферограмма невозмущенного поля является передаточной функцией волновода.

Интерферограммы и модули голограмм для начального момента времени наблюдения, когда солитон удален на расстояние $x^* = 5$ км от источника, приведены на рис. 3. За время наблюдения $\Delta t = 20$ мин солитон прошел расстояние $\Delta x = 840$ м.

На низких частотах, когда рассеяние на неоднородности мало, в результирующей интерферограмме преобладают вертикальные локализованные полосы (рис. 3, а), характерные невозмущенному волноводу. С повышением частоты эффекты рассеяния возрастают, усиливается вклад интерференции мод рассеянного поля, что приводит к формированию горизонтальных локализованных полос (рис. 3, в). В результате интерференционная картина усложняется. На голограммах спектральные плотности невозмущенного и рассеянного полей в форме фокальных пятен сконцентрированы вдоль осей времени τ и частоты ν (рис. 3, б, г). Вне этих пятен спектральная плотность практически подавлена. Механизм расположения фокальных пятен делает возможным восстановление интерферограмм невозмущенного и рассеянного полей в присутствии солитона.

Фильтрация спектральных плотностей голограмм невозмущенного поля, сосредоточенных вблизи оси времени, и их образ Фурье показаны на рис. 4.

Интерферограммы и топография расположения локализованных областей на голограмме невозмущенных полей в отсутствие солитона и восстановленных близко между собой (рис. 2). Максимумы расположения фокальных пятен совпадают. Наиболее ярко близость их интерферограмм иллюстрирует рис. 5.

На рис. 5 для двух диапазонов частот приведены одномерные интерферограммы невозмущенных полей в отсутствие солитона (сплошная линия) и реконструированной (точки), солитон движется по трассе. Интерферограммы представляют собой горизонтальные сечения, соответствующие двумерным интерферограммам (рис. 2, 4).

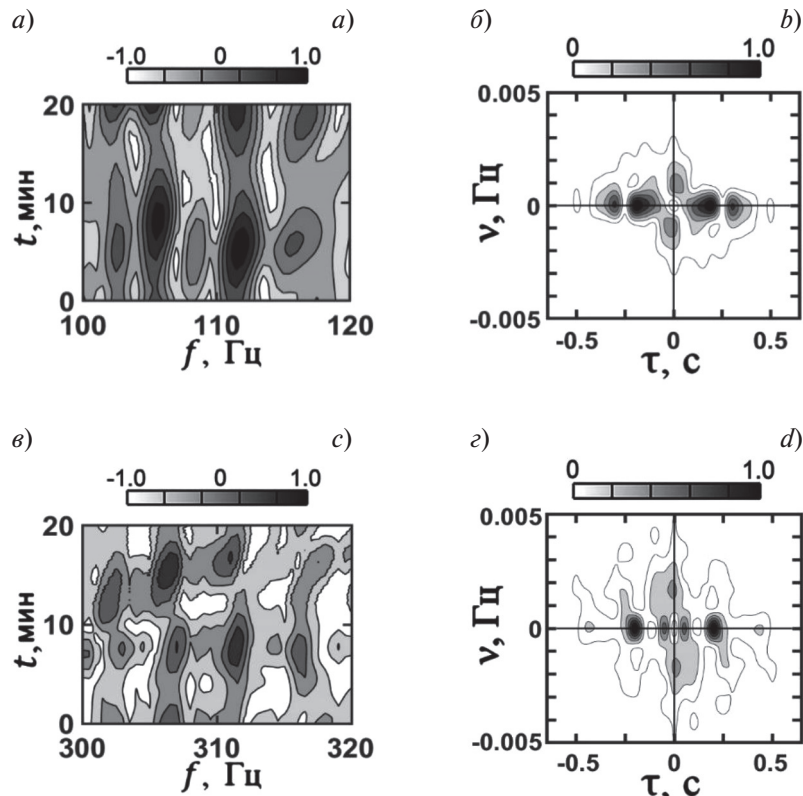


Рис. 3. Нормированные интерферограммы (а, в) и модули голограмм (б, г); солитон расположен на трассе: (а, б) — ширина полосы Δf_1 , (в, г) — ширина полосы Δf_2 .

Fig. 3. Normalized interferograms (a, b) and holograms (c, d); the internal soliton between source and receiver: (a, b) — band width Δf_1 , (c, d) — band width Δf_2 .

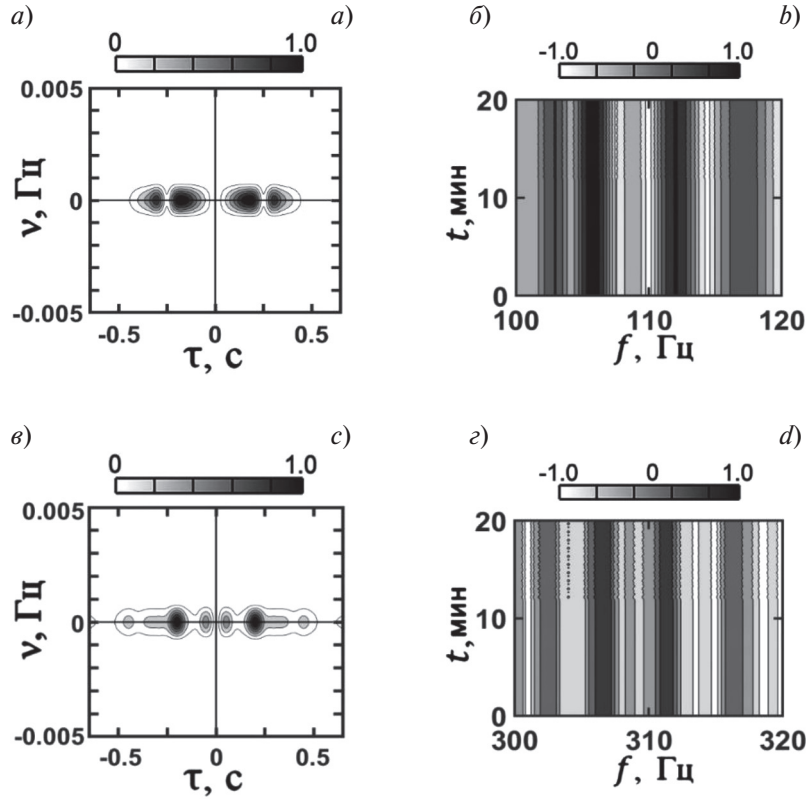


Рис. 4. Нормированные отфильтрованные голограммы (*а, в*) невозмущенного поля и восстановленные по ним интерферограммы (*б, г*) в присутствии солитона: (*а, б*) — ширина полосы Δf_1 , (*в, г*) — ширина полосы Δf_2 .

Fig. 4. Normalized filtered holograms (*a, b*) and reconstructed interferograms (*c, d*): (*a, b*) — band width Δf_1 , (*c, d*) — band width Δf_2 .

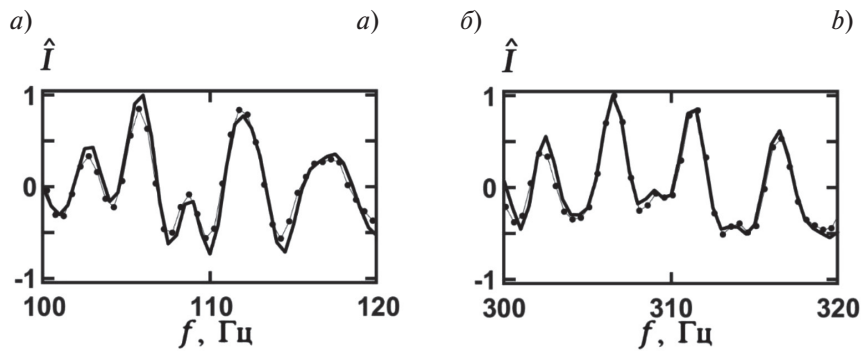


Рис. 5. Зависимости нормированных интерферограмм от частоты в отсутствие возмущения волновода (сплошная линия) и реконструированных интерферограмм невозмущенного поля при наличии неоднородности (точки): *а* — частотный диапазон 100–120 Гц, *б* — частотный диапазон 300–320 Гц.

Fig. 5. Frequency dependencies of normalized interferograms at absence of the perturbation (solid line) and reconstructed interferograms at the presence of the perturbation (points): *a* — frequency range 100–120 Hz, *b* — frequency range 300–320 Hz.

Погрешность восстановления интерферограмм будем характеризовать величиной

$$d = \frac{\sum_j^J |I_1(f_j) - I_2(f_j)|}{\sum_j^J |I_1(f_j)|}. \quad (22)$$

Здесь $I_{1,2}$ — одномерная интерферограмма невозмущенного поля в отсутствие солитона и восстановленная при его наличии соответственно. Согласно исходным данным, число отсчетов $J = 80$. Для ширины спектра $\Delta f_1 = 100\text{--}120$ Гц ошибка $d = 0.014$, для ширины спектра $\Delta f_2 = 300\text{--}320$ Гц — $d = 0.074$. Различие между ошибками обусловлено эффектом рассеяния на неоднородности с увеличением частоты.

4. Восстановление неискаженной информации

Рассмотрим случай, когда входное отношение сигнал/помеха много больше единицы. Принимаемая интерферограмма $I(f, t)$ связана со спектром $S(f)$ излучаемого сигнала и передаточной функцией волновода $G(f, t)$ зависимостью

$$I(f, t) = |S(f)G(f, t)|^2. \quad (23)$$

Пусть при наличии неоднородностей океанической среды приемником принимается интерферограмма $I_1(f, t)$ опорного модуля спектра $|S_1(f)|$ и интерферограмма $|I_0(f, t)|$ восстанавливаемого модуля. При этом будем предполагать, что на приемнике записана информация $|S_1(f)|$, т.е. она предполагается известной. Учитывая, что сигналы распространяются через одну и ту же искажающую среду, из (23) получаем

$$|S_0(f)| = |S_1(f)| \sqrt{I_0(f, t) / I_1(f, t)}. \quad (24)$$

Таким образом, наличие неоднородностей среды никак не влияет на получение неискаженного восстанавливаемого модуля спектра сигнала и не требует информации о передаточной функции волновода. При большом входном отношении сигнал/помеха время наблюдения ограничено длительностью принимаемого сигнала.

Если входное отношение сигнал/помеха мало, то принимаемые сигналы необходимо вначале накопить в течение определенного времени, чтобы на голограмме можно было выделить сигнал на фоне помехи. Восстановление интерферограммы, не наблюдаемой на фоне помехи, достигается фильтрацией на голограмме спектральной плотности сигнала с последующим применением к ней двумерного обратного фурье-преобразования. Очищение интерферограммы от помехи не требует знания о характере сигнала, помехи и передаточной функции [1, 2].

Такой подход, несомненно, может найти широкое применение в тех случаях, когда не требуется информация о фазе спектра сигнала.

5. Заключение

В условиях взаимодействия мод акустического поля источника, вызванного проявлением одиночного солитона, применяя голографическую интерферометрию, теоретически и с использованием моделирования доказана возможность восстановления интерферограммы невозмущенного поля. Обработка основана на записи результирующей голограммы, формируемой невозмущенным и рассеянным полями, которая представляет собой непересекающиеся локализованные области спектральных плотностей, отвечающих отсутствию и наличию возмущения. Считывая эти области путем обратного двумерного преобразования Фурье, можно реконструировать интерферограмму невозмущенного поля. Относительная ошибка восстановления интерферограммы невозмущенного поля составляет не более 1.4% для диапазона частот 100–120 Гц и 7.4% для диапазона частот 300–320 Гц.

Обобщая полученные результаты, можно предположить, что они применимы по отношению и к другим гидродинамическим возмущениям океанического шельфа, таким как фоновые внутренние волны, поверхностное волнение, приливные колебания. Таким образом, голографическая интерферометрия позволяет по-новому осмыслить те направления в акустике океана, где играет роль интерференция волн, обусловленная широкополосным сигналом.

6. Финансирование

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: 19–29–06075 и 19–38–90326. Научно-исследовательская работа Е.С. Казначеевой поддержана грантом Президента РФ: (МК–6144.2021.4).

Литература

1. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море // Акуст. журн. 2017. Т. 63, № 4. С. 406–418. doi: 10.7868/S0320791917040086

2. *Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64, № 1. С. 33–45. doi: 10.7868/S0320791918010100
3. *Бади М., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Интерферометрия гидродинамики океанического шельфа, вызванной интенсивными внутренними волнами // *Фундам. прикл. гидрофиз.* 2020. Т. 13, № 1. С. 45–55. doi: 10.7868/S2073667320010050
4. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // *Акустика океана. Современное состояние.* М.: Наука, 1982. С. 71–82.
5. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Интерферометрическая диагностика гидродинамических возмущений мелкого моря. М.: Ленанд, 2019. 200 с.
6. *Dosso S.E., Wilmut M.J.* Maximum-likelihood and other processors for incoherent and coherent matched-field localization // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. V. 132(4). P. 2273–2285. doi: 10.1121/1.4730978
7. *Сазонтов А.Г., Малеханов А.И.* Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (Обзор) // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61, № 2. С. 233–253. doi: 10.7868/S0320791915020124
8. *Kaznacheeva 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. 27. P. 73–78. doi: 10.3103/S1541308X19010126
9. *Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A.* Adaptive interferometric processing algorithms // *Phys. Wave Phenom.* 2020. 28. P. 267–273. doi: 10.3103/S1541308X20030103
10. *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. 26. P. 150–159. doi: 10.3103/S1541308X18020097
11. *Apel J.R., Badiy M., Chiu C.-S., Finette S., Headrick R.H., Kemp J., Lynch J.F., Newhall A.E., Orr M.H., Pasewark B.H., Tielburger D., Turgut A., von der Heydt K., Wolf S.N.* An overview of the SWARM 1995 shallow-water internal wave acoustic scattering experiment // *IEEE J. Ocean. Eng.* 1997. 22. P. 465–500.
12. *Frank S.D., Badiy M., Lynch J., Siegmann W.L.* Analysis and modeling of broadband airgun data influenced by nonlinear internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. 116(6). P. 3404–3422. doi: 10.1121/1.1819499
13. *Буров В.А., Сергеев С.Н.* Современные методы теории возмущения при расчете гидроакустических полей // *Вестн. МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия.* 1992. Т. 33, № 2. С. 49–56.
14. *Распространение звука во флуктуирующем океане* / Под ред. С. Флатте. Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 336 с.
15. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Волны внутри океана. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 271 с.
16. *Кузькин В.М., Луньков А.А., Пересёлков С.А.* Частотные смещения максимумов звукового поля, вызванные интенсивными внутренними волнами // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58, № 3. С. 342–349.
17. *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. 21. P. 139–151. doi: 10.3103/S1541308X13020064
18. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 374 с.
19. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.

References

1. *Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* Spectrogram and localization of a sound source in shallow water. *Acoust. Phys.* 2017, 63, 449–461. doi: 10.1134/S1063771017040078
2. *Kaznacheev I.V., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* An interferometric method for detecting a moving sound source with a vector-scalar receiver. *Acoust. Phys.* 2018, 64, 37–48. doi: 10.1134/S1063771018010104
3. *Badiy M., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* Interferometry of hydrodynamics of oceanic shelf caused by intensive internal waves. *Fundam. Prikl. Gidrofiz.* 2020, 13, 1, 45–55. doi: 10.7868/S2073667320010050
4. *Chuprov S.D.* Interference Structure of Sound in a Layered Ocean. *Ocean Acoustics. Current State.* Moscow, Nauka, 1982, 71–91 (in Russian).
5. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* Interferometric diagnostics of hydrodynamic perturbations of the shallow sea. *Moscow, Lenand*, 2019, 200 p. (in Russian).
6. *Dosso S.E., Wilmut M.J.* Maximum-likelihood and other processors for incoherent and coherent matched-field localization. *J. Acoust. Soc. Am.* 2012, 132(4), 2273–2285. doi: 10.1121/1.4730978
7. *Sazonov A.G., Malekhanov A.I.* Matched field signal processing in underwater sound channels (Review). *Acoust. Phys.* 2015, 61, 213–230. doi: 10.1134/S1063771015020128
8. *Kaznacheeva 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, 27, 73–78. doi: 10.3103/S1541308X19010126

9. Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A. Adaptive interferometric processing algorithms. *Phys. Wave Phenom.* 2020, 28, 267–273. doi: 10.3103/S1541308X20030103
10. 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, 26, 150–159. doi: 10.3103/S1541308X18020097
11. Apel J.R., Badiy M., Chiu C.-S., Finette S., Headrick R.H., Kemp J., Lynch J.F., Newhall A.E., Orr M.H., Pasewark B.H., Tielburger D., Turgut A., von der Heydt K., Wolf S.N. An overview of the SWARM 1995 shallow-water internal wave acoustic scattering experiment. *IEEE J. Ocean. Eng.* 1997, 22, 465–500.
12. Frank S.D., Badiy M., Lynch J., Siegmann W.L. Analysis and modeling of broadband airgun data influenced by nonlinear internal waves. *J. Acoust. Soc. Am.* 2004, 116(6), 3404–3422. doi: 10.1121/1.1819499
13. Burov V.A., Sergeev S.N. Modern methods of perturbation theory for calculating hydroacoustic fields. *MSU Bulletin. Series 3. Physics. Astronomy.* 1992, 33, 49–56 (in Russian).
14. Sound Transmission Through a Fluctuating Ocean / Ed. by S.M. Flatte. *Cambridge University Press*, 1979, 299 p.
15. Konyaev K.V., Sabinin K.D. Waves inside the ocean. *St. Petersburg, Hydrometeoizdat*, 1992, 271 p. (in Russian).
16. Kuz'kin V.M., Lunkov A.A., Pereselkov S.A. Frequency shifts of sound field maxima under the effect of intense internal waves. *Acoust. Phys.* 2012, 58, 312–319. doi: 10.1134/S1063771012020108
17. 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, 21, 139–151. doi: 10.3103/S1541308X13020064
18. Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P. Theoretical bases of ocean acoustics. *Moscow, Nauka*, 2007, 370 p. (in Russian).
19. Landsberg G.S. Optics. *Moscow, Nauka*, 1976, 928 p.