АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2009, том 55, № 2, с. 198–207

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.26

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЧАСТОТНО МОДУЛИРОВАННЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

© 2009 г. В. А. Лазарев, А. А. Мазанников*, А. Н. Неронов, А. А. Хилько*****

Институт прикладной физики РАН
603095 Н. Новгород, ул. Ульянова 46
** Мурманский государственный технический университет*
183010 Мурманск, ул. Спортивная 3
***Северный филиал ФГУП «Акустический институт им. Н.Н. Андреева»*
184600 Североморск, Мурманская обл., ул. Почтовая 3.
****Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина 23
E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 22.05.07 г.

В условиях мелкого моря по измерениям рассеянных высокочастотных звуковых импульсов рассматриваются возможности томографического наблюдения перемещающейся под водой сферы. Для повышения пространственного разрешения и чувствительности используется согласованная с передаточной характеристикой волновода фильтрация принимаемых звуковых сигналов. Обсуждаются возможности повышения устойчивости решения обратной задачи с использованием различных критериев принятия решений.

PACS: 43.20.El, 43.20.Mv, 43.20.Px, 43.30.Bp, 43.30.Gv

При проведении подводных инженерных работ, связанных с освоением морских шельфовых зон, возникают практические задачи оценки параметров малоразмерных неоднородностей с помощью методов акустической томографии [1, 2]. В качестве томографических изображений при этом может выступать совокупность оценок параметров моделей, которыми описываются наблюдаемые неоднородности. Прежде всего, к таким параметрам следует отнести положение пространственно ограниченных неоднородностей, наблюдаемых на относительно небольших дистанциях при повышенных требованиях к пространственному разрешению [2–4]. В случае, когда объект наблюдения является нестационарным в пространстве, либо система наблюдения располагается на борту перемещающегося корабля, в качестве реконструируемого изображения могут выступать параметры траектории движения локализованной неоднородности. При наблюдении в океанической среде неоднородностей малых размеров целесообразно использование высокочастотных (ВЧ) звуковых полей [1, 4, 5]. Для решения такой обратной задачи необходимо осуществлять регуляризацию, заключающуюся, в частности, в отбрасывании полученных при измерении недостоверных данных, которые в присутствии шумов и помех формируются за счет деструктивной интерференции лучевых структур [4–7]. Такого рода регуляризация может быть осуществлена на основе использования априорной информации в виде имитационной модели наблюдения. Она включает в себя описание распространения и рассеяния ВЧ поля, структуру системы наблюдения, а также модели наблюдаемого тела и конкурирующих случайно распределенных неоднородностей и шумов [4, 7]. Путем расчета характеристик (в общем случае статистических распределений) полезных сигналов, шумов и реверберационных помех для конкретных условий наблюдения, оцениваются области наблюдения, в пределах которых оценки параметров наблюдаемых неоднородностей могут быть получены с заданной достоверностью [7]. Такого рода анализ позволяет оптимизировать облик системы томографического наблюдения для конкретных условий, а также разработать методику проведения экспериментов. В общем случае так оценивается не только положение объекта наблюдения, но и другие параметры, характеризующие наблюдаемый объект. Кроме того, модель наблюдения может быть использована при обработке измеряемых данных для оценки параметров наблюдаемых неоднородностей методом статистической проверки гипотез [7]. При этом использование априорной информации в виде модели наблюде-

ния позволяет оптимизировать траекторию поиска решений в пространстве невязок, а также выбрать оптимальные критерии получения устойчивых решений.

Гидроакустическое поле в мелком море обычно имеет сложную интерференционную структуру. Поэтому для согласованной с волноводом фокусировки источников и приемных систем необходимо использовать детальную информацию о строении волновода [7, 8–13]. Фактически, такая фокусировка наиболее эффективна, однако, для ее реализации необходим большой объем априорной информации об условиях наблюдения, для получения которой приходится дополнительно решать ряд сложных измерительных задач. Практической задачей наблюдения является анализ возможностей согласования излучения и приема с волноводом, используя приближенную модель наблюдения. Основной идеей при поиске оптимального согласования со средой излучаемых и принимаемых сигналов является частично-когерентное сложение отдельных томографических проекций, соответствующих волновым структурам, которые хорошо распространяются в волноводе [7, 11–14]. В мелком море при низкочастотной акустической томографии в качестве проекций используются маломодовые импульсы [8]. При использовании высокочастотных акустических полей в качестве томографических проекций могут выступать фокусируемые волноводные пучки, для формирования которых необходима информация о модели волновода и применение протяженных излучающих и приемных решеток [10–13]. Наблюдение пространственно-локализованных объектов в мелком море в условиях малоугловой дифракции, когда разрушение когерентности акустического поля незначительно, интерференционные эффекты, обусловленные взаимодействием пространственных и частотных компонент поля, могут быть использованы при суммировании томографических проекций. При этом могут применяться как набор горизонтально распределенных приемников, так и последовательность томографических проекций, вызванных перемещением неоднородности [1, 14–18]. В такой схеме наблюдения обработка парциальных пространственных и частотных томографических проекций может осуществляться когерентно, в частности, путем согласованной обработки всех проекций с использованием модели наблюдения [17–20].

В настоящей работе для условий мелкого моря исследуются возможности томографического наблюдения малоразмерных пространственно-локализованных неоднородностей, основанного на использовании высокочастотных частотно-модулированных импульсов в мелком море. Рассматривается пространственная схема наблюдения, включающая в себя совокупность угловых и частотных томографических проекций, и состоящая из широкополосного излучателя, и удаленного на некоторое расстояние приемного гидрофона. Основной идеей апробирования томографического метода акустического наблюдения в морских условиях является перемещение наблюдаемого объекта, рассеивающей сферы (**T**), относительно точечного широкополосного излучателя (**S**) и разнесенного на дистанцию **r** приемного гидрофона (**R**) (рис. 1). Для каждого положения сферы реализуется своя томографическая проекция измерения, характеризующаяся углами подсветки и наблюдения для каждой из частот поля. Обработанная совместно совокупность частотных и пространственных томографических проекций позволяет получить устойчивую оценку параметров наблюдаемой неоднородности. При этом, однако, для этого необходимо осуществить регуляризацию обратной задачи наблюдения, заключающуюся в отбрасывании недостоверно измеренных данных. Для выполнения указанной процедуры следует использовать априорную информацию в виде предварительных данных об условиях проведения эксперимента, в том числе, в виде модели формирования сигнала и помех. Упрощенная модель формирования сигнала в условиях проведения эксперимента определяется, прежде всего,

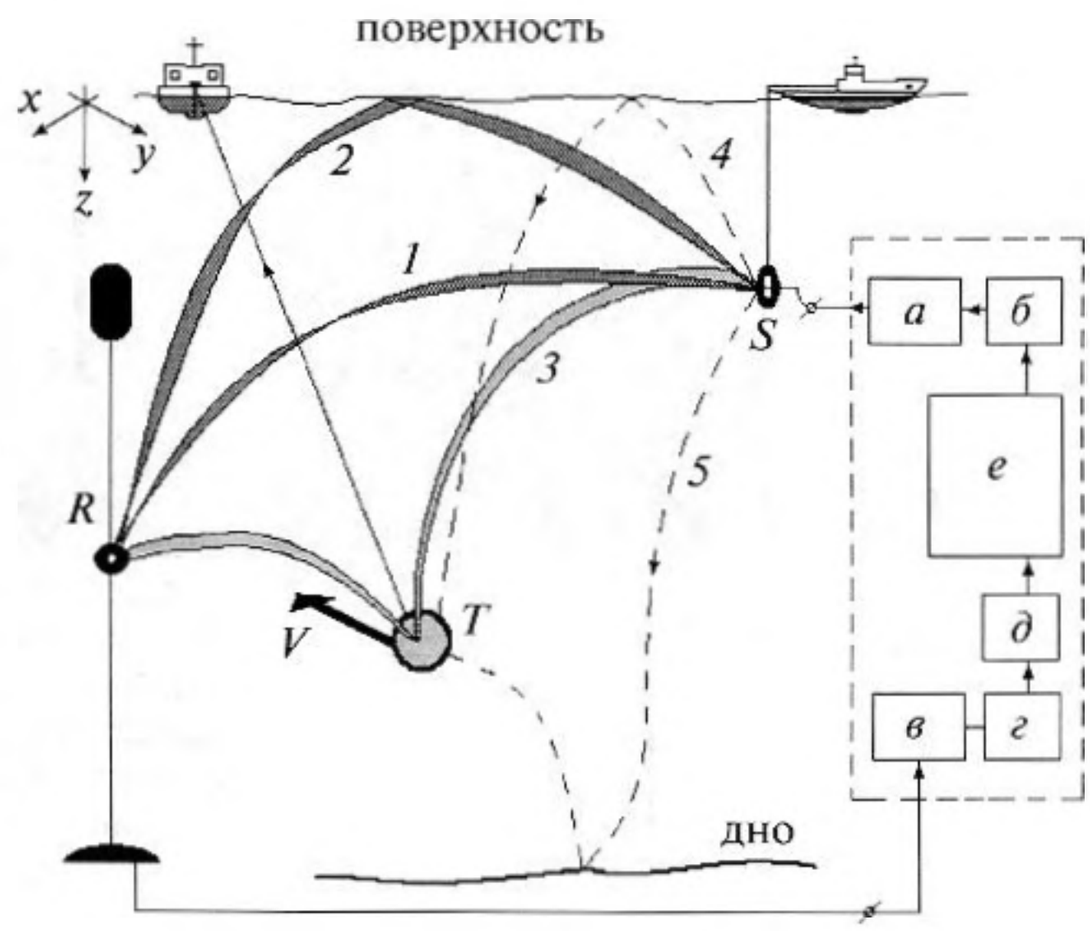


Рис. 1. Расположение основных элементов при акустическом наблюдении объекта в мелком море и схема возбуждения и обработки измеряемых сигналов: *R* – приемный гидрофон, *S* – источник акустических импульсных сигналов, *T* – рассеивающий объект (сфера), *V* – направление и скорость перемещения сферы. Цифрами показаны: *1*, *3* – водные лучи, отраженные от поверхности (*2*, *4*) и от дна (*5*). Схема управления и обработки сигналов включает в себя: усилитель мощности (*а*), формирователь импульсных сигналов (*б*), усилитель (*в*), АЦП (*г*), архиватор и накопитель (*д*), систему управления и обработки данных (*е*).

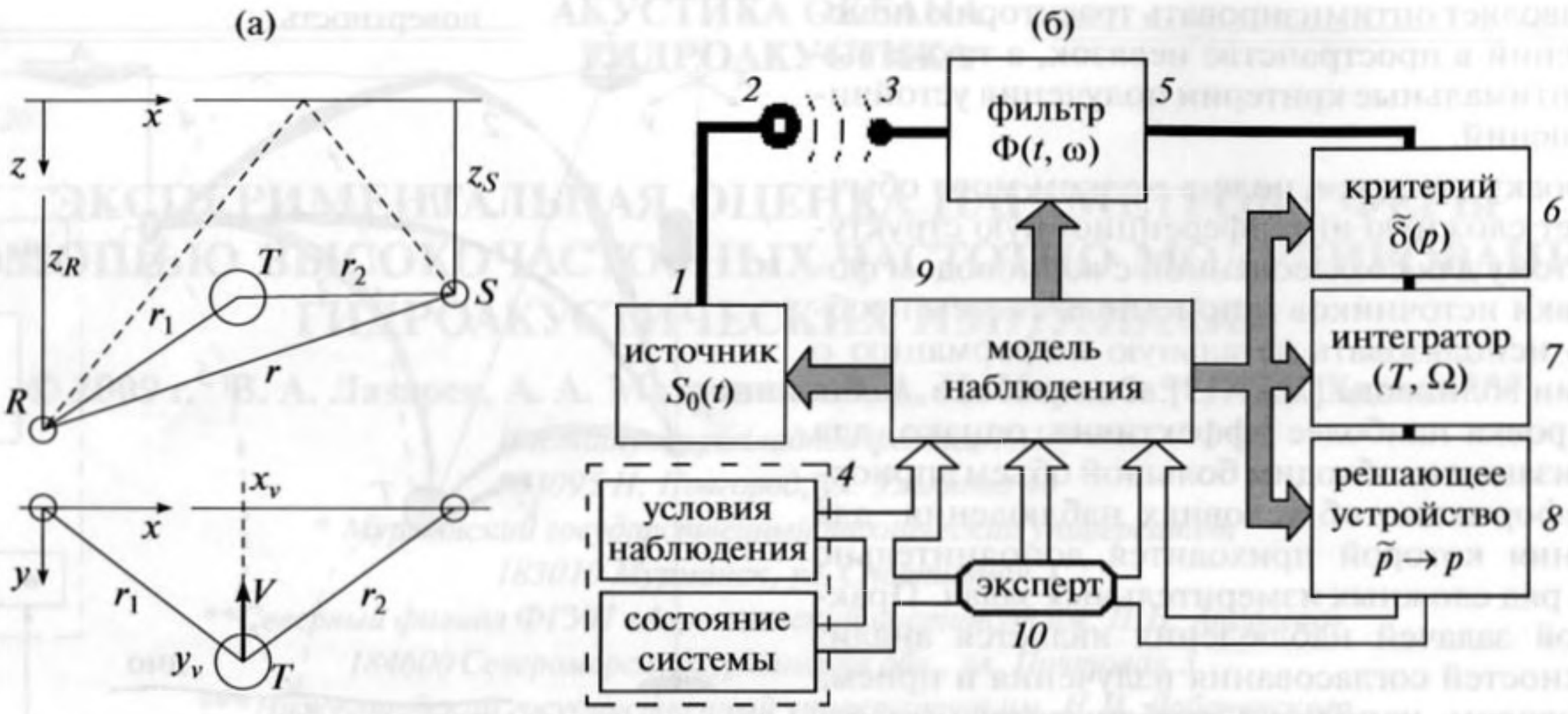


Рис. 2. Геометрия формирования наблюдаемых сигналов в плоскостях (x, z) и (x, y) при перемещении сферы в условиях эксперимента (а) и блок-схема решения обратной задачи наблюдения (б).

геометрией задачи и, в частности, изменениями расстояний между сферой, излучателем и приемником (см. рис. 2а). Поскольку в условиях эксперимента сфера протягивалась с помощью катера, в число параметров сферы, кроме размера и акустических свойств, можно включить и параметры траектории перемещения относительно источника и приемного гидрофона. При измерениях принимались меры для обеспечения равномерного перемещения сферы на одной глубине в направлении оси **y**, перпендикулярном линии источник – приемник (ось **x**). В этом случае вектор **p** наблюдаемых параметров сферы будет включать, в частности, следующие параметры траектории: скорость V, глубину **z** и расстояние от приемника до точки пересечения траектории линии источник – приемник. В рамках описания наблюдения параметрическими моделями такой вектор будет являться объектом наблюдения. Истинные значения параметров, реализованные в ходе проведения измерений, будем считать неизвестными и подлежащими оценке по измерениям акустических импульсных сигналов. Поскольку в эксперименте схема расположения основных элементов соответствует условиям малоугловой дифракции, приемный гидрофон будет фиксировать импульсные интерференционные сигналы $s(t)$, соответствующие сумме прямого поля подсветки и поля рассеянного наблюдаемой сферой. При изменении положения сферы пространственные задержки между сигналом подсветки и сигналом, рассеянным сферой, будут меняться (рис. 2а). Это будет вызывать изменения параметров интерференционной структуры принимаемых сигналов, которые будут определяться характеристиками траектории сферы. Используя априорную информацию о частотной структуре излучаемых импульсных сигналах, сформируем модель изменения интерференционной структуры наблюдаемых сигналов и используем ее в качестве гипотезы ожидаемой структуры сигнала $m(t,\tilde{\mathbf{p}})$, где $\tilde{\mathbf{p}}$ – предполагаемое значение вектора параметров, описывающих траекторию сферы. Для проверки гипотезы будем использовать критерий в виде невязки измеряемых данных и гипотезы

$$\delta(\tilde{\mathbf{p}}) = \left\langle \left[s(t) - m(t,\tilde{\mathbf{p}}) \right]^{\eta} \right\rangle_{T\Omega} = \underset{\tilde{\mathbf{p}} \to \mathbf{p}}{\mathrm{Extr}}, \qquad (1)$$

где T, Ω – соответственно полное время наблюдения и ширина спектра импульсов подсветки, а η – параметр оптимизации структуры критерия, который выбирается в соответствии со статистической структурой шумов и помех. В общем случае для повышения устойчивости оценок структура критерия должна быть согласованна со статистикой сигналов и помех [19, 21]. Решения обратной задачи, полученные при таком методе после оценивания значения параметров, являются изображением объекта, отличия которого от объекта можно характеризовать, например, смещением и дисперсией [6]. Как следует из критерия (1), решение обратной задачи предполагает поиск глобального экстремума в интервале возможных значений параметров изображения. В результате алгоритм решения обратной задачи наблюдения может быть описан в виде блок-схемы (рис. 2б), определяющей последовательность операций при наблюдении. Согласно ей зондирующие импульсы $s_0(t)$ заданного периода излучаются источником акустического поля S_0 (блоки 1, 2). Приемный гидрофон (блок 3) осуществляет реги-

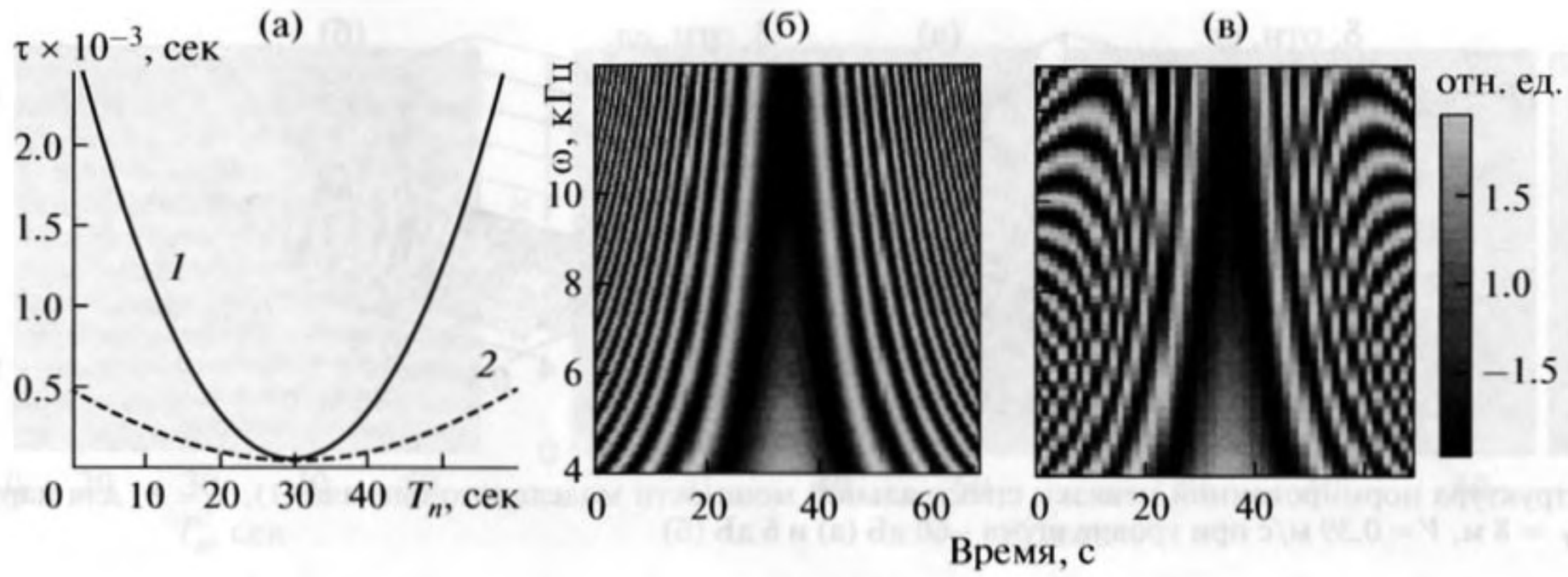


Рис. 3. Диапазон изменения задержек в зависимости от скорости движения сферы V (1 – 0.5 м/с, 2 – 0.2 м/с) (а); вид модели сигнала (скорость сферы $V = 0.29$ м/с, её глубина $z_T = 8$ м) для периода импульсных посылок 0.5 с (б) и 1.5 с (в).

страцию формируемого при малоугловой дифракции высокочастотного гидроакустического поля, состоящего из водных и отраженных от поверхности и дна лучевых компонент (соответственно 1, 2, 3, рис. 1). Принятые сигналы отфильтровываются (блок 5), исходя из априорной информации об условиях наблюдения, и данных о шумах и помехах (блок 4). Основным элементом алгоритма является априорная информация о модели наблюдения (блок 9). Она является совокупностью физических моделей возбуждения, распространения, дифракции и шумов, структура и параметры которых выбираются на основании данных об условиях наблюдения и состоянии излучающих и приемных элементов (блок 4). С помощью модели наблюдения определяются оптимальный вид зондирующих импульсов, структура фильтра, алгоритм критерия (1) и траектория поиска решения (блоки 1, 5, 6, 7, 8). По результатам принятия решений могут быть уточнены параметры модели, и поиск решения может быть продолжен. Такая итерационная процедура уточнения решения может осуществляться на основе специальных алгоритмов, а также с использованием интерактивного режима с участием эксперта (блок 10). Кроме того, при изменении условий наблюдения необходимо осуществлять адаптивное уточнение параметров модели, и параметров обработки измеряемых сигналов (блоки 1, 5, 6, 7, 8).

Значения параметров наблюдаемой неоднородности ограничены условиями задачи, а также условиями проведения эксперимента. Для определения интервала возможных вариаций параметров необходимо использовать априорную информацию о характеристиках системы наблюдения. В рассматриваемом случае они определялись следующими значениями: диапазон скоростей V сферы мог изменяться в интервале (0.2–0.5) м/с; глубина источника $z_S = 7.5$ м; глубина приемника $z_R = 12.1$ м; скорость звука в волноводе 1470 м/с; расстояние между источником и приемным гидрофоном в горизонтальной плоскости $\mathbf{SR} = x = 111$ м; определяемая условиями буксировки глубина сферы $z_T = 8$ м. Расстояние x_V до сферы приблизительно равнялось половине расстояния между источником и приемником. На рис. 3а показаны границы возможных изменений задержек дифрагированных импульсов относительно сигналов подсветки при выше указанных условиях проведения эксперимента.

Рассмотрим подробнее модель формирования наблюдаемых сигналов. Пусть $f(t)$ – импульсный сигнал, прошедший по одной из акустических лучевых траекторий (рис. 1). Сигнал, относящийся к определенной лучевой структуре, характеризуется временем запаздывания t_m и амплитудой a_m. Обычно потери поля при его отражении от дна волновода достаточно велики, поэтому волновыми компонентами, отражаемыми от дна в первом приближении, можно пренебречь. Будем также пренебрегать многократно рассеянными полями. В рамках такой модели суммарный сигнал $S(t)$ будет формироваться тремя составляющими, соответствующими водному лучу, и лучам, отраженным от сферы и морской поверхности: $S(t) = \sum_{m=1}^{M} a_m f(t - t_m)$, где $M = 3$, а a_m и t_m зависят от времени в соответствии с перемещением сферы, смещением морской поверхности вследствие ветрового волнения, а также возможного дрейфа источника и приемника в течение измерений. Спектральная плотность мощности такого сигнала, определяется выражением $F_s(\omega) = F_f(\omega)\sum_{m,n=1}^{M} a_m a_n \exp[-j\omega(t_n - t_m)]$, где $F_f(\omega)$ – спектральная плотность мощности сигнала $f(t)$, зависящая от временных задержек $\tau = \tau_{nm} = t_n - t_m$ между различными компонентами принимаемого сигнала. Пространственную задержку между водной акустической волной и отраженной от по-

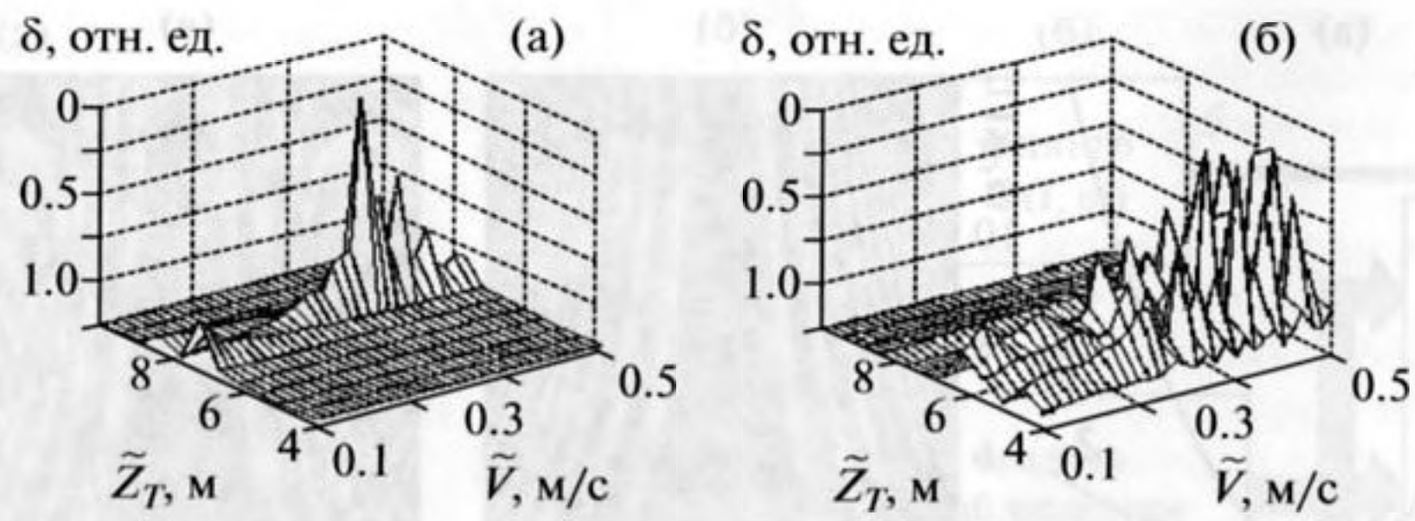


Рис. 4. Структура нормированной невязки спектральной мощности модельного сигнала (1), $\eta = 2$, для параметров сферы $z_T = 8$ м, $V = 0.39$ м/с при уровне шума –60 дБ (а) и 6 дБ (б).

верхности волной можно приближенно считать постоянной. Задержка же между водной волной и волной рассеянной сферой $\tau_{13}(y = 0) = t_1 - t_3$ будет меняться в соответствии с перемещением сферы, как это показано на рис. 2а, 3а. В момент, когда сфера будет расположена на линии между источником и приемником, задержка τ_{13} будет минимальной. Для всех остальных положений сферы задержки будут возрастать по закону, близкому квадратичному. Закон изменения задержек будет меняться в зависимости от частоты спектра импульса подсветки. Будем считать, что звуковые импульсы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) излучаются источником с периодом ΔT. На рис. 3б, в показаны модели спектра мощности сигнала $F_s(\omega, T_n)$ ($T_n = \Delta T n$, n – номер принятого импульса) в полосе частот 4–13 кГц при скорости $V = 0.29$ м/с, глубине $z_T = 8$ м и периоде $\Delta T = 0.5$ с. При таком двумерном представлении спектра мощности интерференционные структуры, соответствующие различным частотам, выстраиваются в систему гипербол (рис. 3б). Особенностью показанного на рис. 3в распределения является возникновение в области короткопериодной модуляции дополнительных низкочастотных интерференционных структур. Это связано с тем, что период следования импульсов становится больше периода изменчивости сигналов (на рис. 3в период зондирующих импульсов составлял $\Delta T = 1.5$ с). Благодаря этому возникают искажения, связанные с редким квантованием, отражающие реальную ситуацию при наблюдении. Структура спектра мощности сигнала зависит от параметров задачи, $F_s(\omega, T_n) = F_s(\omega, T_n, \tilde{\mathbf{p}})$. Как следует из блок-схемы (рис. 2б), задача наблюдения заключается в проверке гипотез путем сравнения модельных распределений двумерного спектра мощности с измеренными данными, представленными в виде оценок спектральной плотности $\tilde{F}_s(\omega, T_n, \mathbf{p})$. Структура невязки (1) для распределений спектра мощности $m(\omega, T_n, \tilde{\mathbf{p}}) = F_S(\omega, T_n, \tilde{\mathbf{p}}) = F_S(\omega, T_n, \tilde{V}, \tilde{z}_T, \tilde{x}_T)$ зависит от характеристик шумов и помех. В целом, присутствие шумов и помех приводит к тому, что оценка значений параметров является случайной величиной и может быть описана с помощью статистических моментов, например, дисперсией и смещением. Кроме характеристик аддитивных шумов на устойчивость решений влияют и помехи, возникающие из-за того, что модели являются приближенными и не соответствуют истинной ситуации при измерениях. Устойчивость решения к шумам зависит от структуры используемых критериев, которые должны выбираться в соответствии с ожидаемыми статистическими характеристиками шумов, либо должна быть осуществлена адаптивная оптимизация структуры критерия по отношению к статистике шумов. Наиболее часто в натурных условиях шумы и помехи имеют нормальную статистику. В этом случае оптимальным является критерий (1) при $\eta = 2$. Такой критерий часто используется при измерениях в виде согласованных фильтров или корреляторов. На рис. 4 представлена структура невязки для модели (рис. 3б) вектора параметров $\tilde{\mathbf{p}} = (\tilde{V}, \tilde{z}_T)$ в случае малых шумов (рис. 4а), и в присутствии белого шума (рис. 4б). Видно, что наличие шумов приводит к потере устойчивости решений, а также к снижению их достоверности. В частности, в пределах интервала поиска значений параметров (такой интервал выбирается исходя из априорной информации об объекте наблюдения) начинает формироваться совокупность ложных локальных экстремумов. Кроме того, оценка решения в виде глобального экстремума смещается от истинного значения, а диапазон распределения значений невязки уменьшается, что говорит об уменьшении достоверности решения.

В некоторых случаях оптимизация структуры невязки (1) может существенно повысить устойчивость решений к шумам и помехам [21–25]. Один из способов заключается в ослаблении вклада амплитудных флуктуаций, в частности, в использовании функции $\Phi_S(\tilde{z}_T, \tilde{V}, T_n, \omega) = \mathrm{sign}[F_S]$, содержащей информацию лишь о распределении

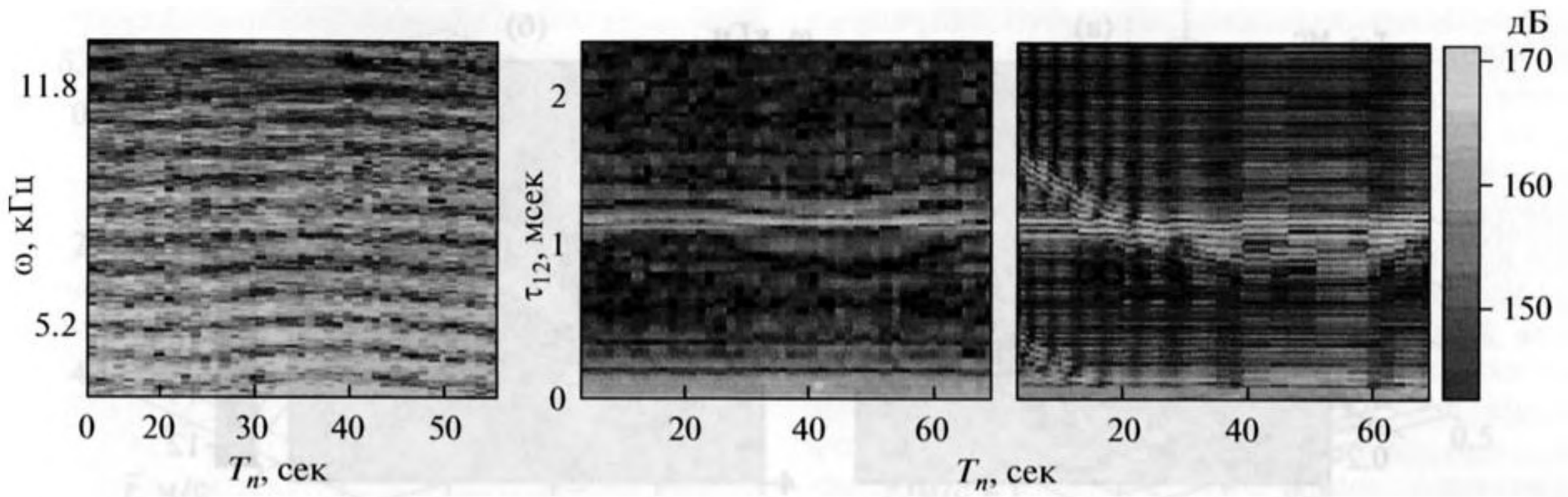


Рис. 5. Модуляция динамической спектрограммы сигнала в результате интерференции прямой и отраженной от поверхности воды волн (а), динамика автокорреляционной функции сигнала на выходе фильтра (б) и модель коррелограммы сигнала, рассеянного сферой, буксируемой на глубине 1 м со скоростью 025 м/с сферой (в).

знаков интерференционной структуры модельной функции в плоскости (T_n, ω) [25–28]:

$$\delta(\tilde{z}_T, \tilde{V}) = (T_\Sigma \Omega)^{-1} \Big[\int_{T_\Sigma \Omega} \{ \tilde{F}_S(z_T - \tilde{z}_T, V - \tilde{V}, T_n, \omega) \times \times \Phi_S(\tilde{z}_T, \tilde{V}, T_n, \omega) \}^2 dT_n d\omega \Big]^{1/2}. \quad (2)$$

На рис. 5 приведены результаты анализа воздействия аддитивного белого шума на достоверность решения при использовании критерия (2) для тех же условий задачи, которые рассматривались при расчетах, приведенных на предыдущем рисунке. Как следует из показанных распределений, в случае использования невязки, учитывающей в основном фазовую (знаковую) информацию, нахождение достоверных и несмещенных решений возможно при больших шумах по сравнению со случаем использования критерия (1) со значением параметра $\eta = 2$. При этом уровень локальных экстремумов также существенно уменьшается. В общем случае структура критерия должна строиться с учетом априорной информации о статистике шумов и помех, а также анализа статистической структуры значений невязок.

Проанализируем возможности наблюдения сферы с использованием алгоритма (рис. 2б) упрощенных моделей (рис. 3б) применительно к акустической системе (рис. 1). Измерения рассеянного сигнала производились в мелководном районе. Рассеиватель представлял собой металлическую сферу, что позволило ослабить зависимость величины дифрагированного сигнала от углов подсветки и наблюдения. Расстояния от излучателя до сферы и от сферы до приемника намного превышали размеры самой сферы. Диаметр сферы составлял несколько длин звуковых волн. Для выделения рассеянных сигналов на фоне помех, а также разделения водных и поверхностных волн, были использованы методы фильтрации принятого излучения, основанные на априорной информации об излучаемых акустических сигналах (см. Приложение). Измерения выполнялись в морской губе шириной около 500 м и глубиной в среднем 25 м. Монопольный акустический источник (сфера диаметром 75 мм), зафиксированный с помощью якоря на глубине 7.5 м, работал в полосе частот 4–13 кГц. Длительность каждого ЛЧМ импульсного сигнала составляла одну секунду. Период импульсов $\Delta T = 1.5$ с. Излучение источника на расстоянии $x = 111$ м и глубине $z = 12.1$ м принималось сферическим гидрофоном диаметром 50 мм. Сфера диаметром $D_T = 0.4$ м из металла, покрытого пенопластом, с грузом перемещалась на глубине около $z_T = 8$ м со скоростью около $V = 0.3$ м/с по нормали к акустической трассе и пересекала ее в точке $x_T = 55$ м, равноудаленной от источника и приемника. Волнение моря во время измерений не превышало 0.5 балла.

Благодаря малым значениям задержек прямых и рассеянных импульсов, принимаемый сигнал имел гармоническую интерференционную модуляцию, наблюдавшуюся на фоне шумов, обусловленных судоходством, ветровым волнением и т.д. На первом этапе обработки осуществлялась фильтрация шумов с использованием эмпирических моделей, полученных по измерениям сигналов в отсутствие сигналов акустической подсветки. Структура такого отфильтрованного сигнала показана на рис. 5а. На втором этапе обработки каждый ЛЧМ импульс стробировался по времени интервалом, равным длительности импульса. При этом сигналы выстраивались в структуру, подобную той, что изображена на рис. 3б.

Как видно из рис. 5а, б, низкочастотные компоненты в спектре сигнала представлены слабее, что является следствием особенностей работы излучателя. Ярко выраженная квазигармоническая низкочастотная модуляция спектра мощности

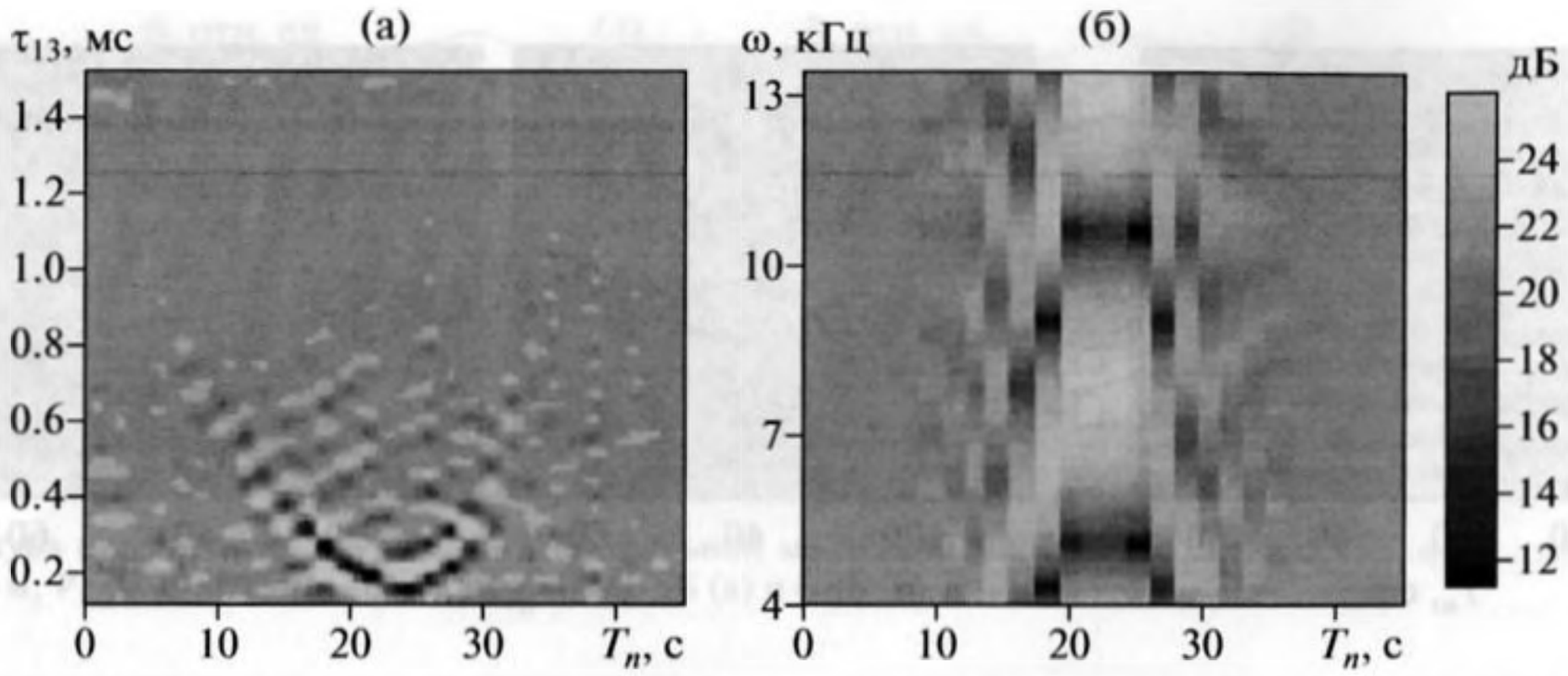
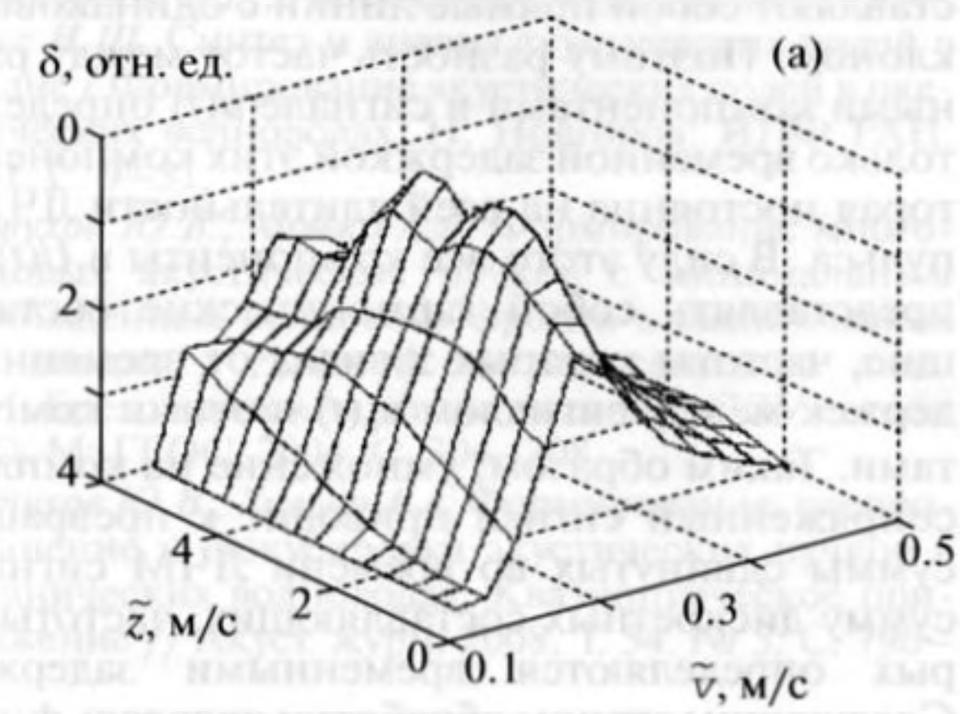


Рис. 6. Вид коррелограммы после подавления волны, отраженной от поверхности воды (а) и соответствующий ей динамический спектр (б).

сигнала обусловлена в основном интерференцией водной и рассеянной поверхностью воды компонент (1 и 2, рис. 1). Интенсивность волны, отраженной от поверхности, мало отличается от интенсивности "прямой" волны. Наблюдаемый период модуляции 0.7 кГц соответствует задержке между сигналами, равной 1.4 мс. Задержка менялась в незначительных пределах вследствие волнения поверхности и флуктуаций координат источника и приемника. Изменения задержек приводят к вертикальным колебаниям экстремумов на динамической спектрограмме (рис. 5а).

Ослабление влияния интерференции прямой и отраженной от поверхности лучевых компонент может быть выполнено с помощью фильтрации сигналов автокорреляционной функцией, полученной из динамического спектра. На рис. 5б показана автокорреляционная функция принятого сигнала в течение 70 с и соответствующая численная модель (рис. 5в) участка, где присутствует в виде параболы компонента импульсного поля, рассеянного перемещающейся сферой. Согласно условиям проведения измерений, интегрирование по времени осуществлялось в интервале 1.5 с, а частота дискретизаций составляла 30 кГц. При этом двумерный сигнал имел 45 независимых отсчетов вдоль оси времени и 60 – вдоль оси задержек. Кроме параболической траектории корреляционного максимума волны, рассеянной сферой, наблюдается и почти горизонтальная линия максимумов, соответствующая волне, отраженной от морской поверхности. Для выделения слабого сигнала, рассеянного сферой, осуществлялось ослабление интерференции волны акустической подсветки с волной, отраженной от поверхности, путем фильтрации всех спектральных компонент с задержками более 1 мс (см. Приложение). На рис. 6 показана полученная таким образом динамическая автокорреляционная функция, соответствующая интерференции водного сигнала акустической подсветки и сигналов, рассеянных перемещающейся сферой. Линия автокорреляционных экстремумов показывает зависимость задержки рассеянного сигнала от времени измерения. Согласно условиям проведения измерений такая зависимость может формироваться, если скорость движения сферы, глубина ее погружения и начальное расстояние от акустической трассы будут иметь значения в интервале: $\tilde{V} \sim (0.2–0.4)$ м/с; $\tilde{z}_T \sim (1–5)$ м и $\tilde{y}_V \sim (9–9.5)$ м. В измеренной интерференционной структуре рассеянного сигнала и сигнала подсветки (рис. 6б) высокочастотные компоненты, соответствующие большим смещениям сферы от линии источник – приемник были маскированы шумами. На рис. 7 показаны экспериментально измеренные по критерию (1) при $\eta = 2$ распределения невязок $\delta(\tilde{z}_T, \tilde{V})$, в которых величины $\tilde{z}_T$ и $\tilde{V}$ являются параметрами траектории – глубиной и скоростью перемещения сферы вдоль траектории (рис. 2а). Интервал наблюдаемых параметров и число независимых отсчетов при измерении ограничены условиями проведения эксперимента. В частности, небольшим расстоянием перемещения сфера и частотой дискретизации сигналов, позволяющей получать независимые временные отсчеты порядка 0.03 мс. Это соответствует независимому пространственному отсчету размером 4.5 см при скорости звука порядка 1500 м/с. При этом экспериментальное наблюдение возможно лишь с ограниченным разрешением вблизи глобального экстремума невязки. Как показывают измерения, значения невязки относительно быстро спадают при изменении скорости смещения сферы, что позволяет достаточно точно оценить ее скорость (рис. 7а), которая по измеренным данным составила $\tilde{V}^0 = (0.29 \pm 0.08)$ м/с. Полученная оценка является достаточно устойчивой к влиянию шумов.



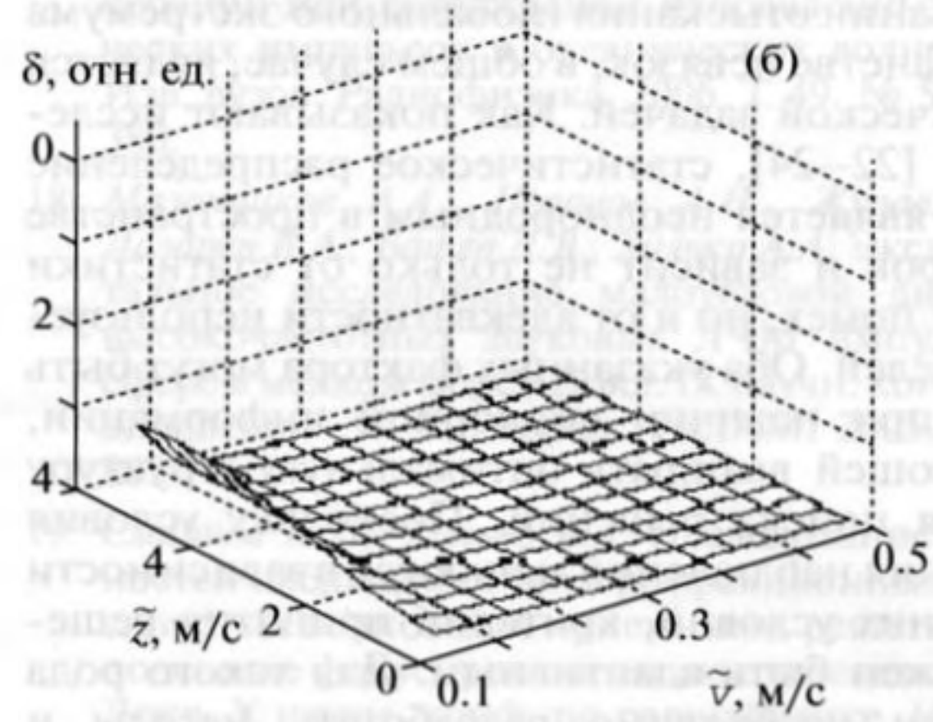


Рис. 7. Результаты оценки компонент вектора наблюдаемых параметров трассы перемещающейся сферы $\delta(\tilde{z}_T, \tilde{V})$ в присутствие (а) и отсутствие (б) сферы.

Как и при моделировании (рис. 4б), в зависимости от глубины трассы измеренная невязка имеет два экстремума, что может объясняться влиянием шумов. На основе экспериментальных данных в качестве оценки глубины протяжки сферы следует принять значение $\tilde{z}_T = z_T^0 = (1.6 \pm 0.15)$ м, соответствующее глобальному экстремуму. Учитывая характер формирования двух экстремумов, можно в качестве оценки принять среднее между ними значение $\tilde{z}_T = z_T^0 = (2 \pm 0.2)$ м. Исходя из положения глобального экстремума невязки вектора параметров $\{\tilde{x}_T, \tilde{V}\}$, в качестве оценки смещения сферы нужно принять значение $\tilde{x}_T = x_T^0 = (50 \pm 5)$ м. Точность полученных оценок параметров перемещающейся сферы ограничивается несколькими факторами, связанными с условиями проведения эксперимента. В частности, мощность акустического излучателя была недостаточной, что не позволяло провести достоверные измерения полезных сигналов в присутствии шумов. Наиболее ярко это проявлялось при больших удалениях сферы от источника и приемника. Другое ограничение связано с особенностью протяжки сферы и малой точностью определения ее модельной траектории.

Описанные выше эксперименты, несмотря на имеющие место ограничения, подтверждают эффективность метода томографического наблюдения подводных объектов с помощью применения высокочастотного звука. Как уже указывалось, для наблюдения объекта с большей чувствительностью и точностью необходимо использование дополнительного набора пространственных томографических проекций, которые обрабатываются совместно. В частности, это может быть набор излучателей и приемников, объединенных в вертикальные излучающие и приемные решетки. Их использование позволяет, подбирая согласованные с океаническим волноводом весовые множители, фокусировать звук в область наблюдения [10–13]. Кроме того, наблюдение должно осуществляться набором пространственно разнесенных излучающих и приемных решеток, формирующих совокупность томографических проекций, результаты анализа которых могут накапливаться при использовании частично-когерентных алгоритмов [7, 23–25]. Отметим, что наблюдение с помощью набора пространственно-распределенных изучающих и приемных систем существенно повышает точность и достоверность решений. В частности, при наблюдении такой пространственно-распределенной томографической системой время наблюдения может ограничиваться временем приема одного зондирующего импульса. При этом наблюдаемым параметром может выступать положение объекта наблюдения в каждый момент времени [14, 25]. Поскольку фокусировка поля приемно-излучающими решетками осуществляется в рефракционной среде, то фокусировка звука в точке наблюдения осуществляется согласованием весовых множителей с характеристиками волновода [10–14, 24]. Согласование с характеристиками волновода может быть необходимо и в частотной плоскости, где может проявиться волноводная дисперсия, которую можно компенсировать, располагая моделью океанического волновода и геометрией системы наблюдения [1, 25]. Следует заметить, что достоверность измерений в присутствии аддитивных шумов моря может быть увеличена путем повышения мощности источника. Однако другой тип помех, связанный с рассеянием звука на случайно-распределенных поверхностных и объемных неоднородностях морской среды, не может быть ослаблен таким образом. Для подавления такого рода помех необходимо использовать согласованные со структурой неоднородностей пространственно-частотные фильтры. Принятие решений

на основании отыскания глобального экстремума в пространстве невязок, в общем случае, является статистической задачей. Как показывают исследования [22–24], статистическое распределение невязок является неоднородным в пространстве параметров и зависит не только от статистики шумов и помех, но и от адекватности используемых моделей. Оба указанных фактора могут быть учтены при наличии априорной информации, позволяющей выбирать оптимальную структуру критерия поиска решений. Поскольку условия проведения наблюдений меняются в зависимости от внешних условий, критерий принятия решений должен быть адаптивным. Для такого рода адаптации необходимо разработать методы и средства сбора соответствующей априорной информации. Частично эта задача может быть решена средствами самой системы наблюдения, для которой в качестве объекта выступали бы случайные неоднородности морской среды.

Работа поддержана программой ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы», РФФИ (проект № 06-02-16589) и научной школой В.А. Зверева и Н.С. Степанова (НШ-1641.2003.2).

ПРИЛОЖЕНИЕ

В принятом сигнале, кроме сигнала подсветки и сигнала, рассеянного буксируемой сферой, присутствует значительное число мешающих компонент. К ним относятся поверхностные и донные отражения, отражения от тел, расположенных на дне, и т.д. Эти отражения различаются временами прихода и амплитудами. При анализе спектрограмм принятых импульсных сигналов отчетливо выделяется наклонная прерывистая прямая, обусловленная результатом интерференции сигналов подсветки и неоднородности с сигналами поверхностного отражения, для фильтрации которых недостаточно разрешения во времени. Кроме того, наблюдается и более крутая наклонная прямая, вызванная нелинейными искажениями сигнала из-за перегрузки усилителя мощности в тракте излучения. Для отфильтровывания сигнала от мешающих компонент каждый принятый ЛЧМ импульс преобразовывался в аналитический сигнал $u(t) = s(t) + is'(t)$, где $s'(t)$ – преобразование Гильберта от сигнала $s(t)$. Затем формировался сигнал, отличающейся от сигнала источника смещением по оси частот на значение, равное нижней частоте ЛЧМ сигнала и преобразовывался в аналитический сигнал $u_0(t)$. После этого сигнал $u(t)$ умножался на комплексно сопряженный сигнал $u_0^*(t)$, $U(t) = u(t)u_0^*(t)$. В результате получался сигнал с мгновенной частотой, равной разности мгновенных частот прямого и излученного сигналов. На плоскости частота-время все компоненты сигналов $u(t)$ $u_0(t)$ представляют собой прямые линии с одинаковым наклоном. Поэтому разность частот между различными компонентами в сигнале $u(t)$ определяется только временной задержкой этих компонент, которая постоянна на всей длительности ЛЧМ импульса. В силу этого все компоненты в $U(t)$ будут представлять собой гармонические составляющие, частоты которых зависят от временных задержек между сигналом $u_0(t)$ и этими компонентами. Таким образом, умножение на комплексно сопряженный сигнал приводит к превращению суммы сдвинутых во времени ЛЧМ сигналов в сумму дискретных составляющих, частоты которых определяются временными задержками. Следующим этапом обработки являлась фильтрация сигнала $U(t)$ узкополосным фильтром, граничные частоты которого выбирались таким образом, чтобы пропустить только прямой сигнал и сигнал, рассеянный сферой, и подавить все остальные компоненты. Для этого использовался полосовой фильтр Баттерворта 4-го порядка. После этого очищенный от мешающих компонент сигнал $U'(t)$ подвергался умножению на сигнал $u_0(t)$, $u'(t) = U'(t)u_0(t)$. В результате получался сигнал $u'(t)$, рассеянной сферой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И.* Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 254 с.
2. *Смирнов И.П., Карузерс Дж.В., Хилько А.И.* Томографическое наблюдение локализованных неоднородностей в плоскослоистых волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН, Препринт № 505. 1999. 25 с.
3. *Смирнов И.П., Смирнов А.И., Карузерс Дж.В., Хилько А.И.* Томографическая реконструкция локализованных неоднородностей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН, Препринт № 538. 2000. 26 с.
4. *Зорин А.Ю., Смирнов И.П., Хилько А.И.* О выборе параметров систем акустического видения в неоднородных средах / Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей. Н. Новгород: ИПФ РАН. 1994. С. 214–247.
5. *Урик Р.Д.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 444 с.
6. *Borodin V.V. and Galaktionov M.Yu.* Fundamentals of the high-frequency forward-scattering sonar / The formation of acoustical fields in oceanic waveguides. Reconstruction of inhomogeneities in shallow water. N. Novgorod: IAP RAS. 1998. V. 2. P. 259–355.
7. *Лучинин А.Г., Хилько А.И.* Низкочастотная акустическая томография мелкого моря с использованием маломодовых импульсов // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 2. С. 124–145.
8. *Таланов В.И.* О синтезе антенн в многомодовых волноводах. Изв. вузов Радиофизика. 1985. Т. 28. № 7. С. 872–879.

9. *Городецкая Е.Д., Малеханов А.И., Таланов В.А., Фикс И.Ш.* Синтез и анализ акустических полей в океане / Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН. 1991. С. 9–31.
10. *Петухов Ю.В., Хилько А.А.* Формирование многомодовых акустических пучков с минимальным расхождением волнового фронта в океанических волноводах / Докл. X школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана» и XIV сессии РАО. М: ГЕОС. 2004. С. 304–308.
11. *Петухов Ю.В., Хилько А.А.* Формирование, распространение и фокусировка акустических пучков в океанических волноводах. Квазиоптическое приближение // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 5. С. 796–806.
12. *Петухов Ю.В., Хилько А.А.* Фокусировка многомодовых пучков в неоднородных по трассе океанических волноводах / Докл. X научн. конф. по радиофизике, Н. Новгород: ТАЛАМ. 2006.
13. *Петухов Ю.В., Хилько А.А.* Формирование, распространение и фокусировка акустических пучков в океанических волноводах. Моделирование процессов // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 6. С. 981–989.
14. *Смирнов И.П., Хилько А.А., Хилько А.И.* Моделирование высокочастотных акустических полей, рассеянных на телах в рефракционных волноводах // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47. № 2. С. 111–128.
15. *Ivanov P. Smirnov, Sergey N. Gurbatov and Anton A. Khil'ko.* Scattering of the high-frequency acoustic field by impedance ellipsoid in shallow water oceanic waveguides / Proceedings of the International Conference "Underwater Acoustic Measurements: Technologies & Results". Heraklion. 2005.
16. *Смирнова И.Р., Хилько А.А.* Особенности формирования поверхностной реверберации высокочастотных направленных импульсных сигналов в мелком море / Докл. X школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана» и XIV сессии РАО. М: ГЕОС. 2004. С. 304–308.
17. *Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А.* Формирование высокочастотной поверхностной реверберации при возбуждении направленных акустических импульсов в океанических волноводах // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 5. С. 369–380.
18. *Мазанников А.А., Неронов А.Н., Журавлев В.А., Лазарев В.А., Башев Д.В., Хилько А.А.* Экспериментальное исследование малоугловой дифракции высокочастотных звуковых ЛЧМ импульсов на сфере в мелком море / Докл. IX научн. конф. по радиофизике. Н. Новгород: ТАЛАМ. 2005. С. 201–202.
19. *Смирнов И.П., Хилько А.А.* Исследование возможностей наблюдения тел в рефракционных плоскослоистых волноводах приемными решетками при подсветке фокусированным акустическим полем / Докл. X научн. конф. по радиофизике. Н. Новгород: ТАЛАМ. 2006. С. 5–6.
20. *Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А., Николаев Г.Н., Курин В.В., Хилько А.И.* Коротковолновая дифракция в многомодовом слоистом волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 55–59.
21. *Турчин В.И.* Ведение в современную теорию оценки параметров сигналов. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2005. 205 с.
22. *Бурдуковская В.Г., Романова В.И., Хилько А.И.* Исследование возможностей накопления проекций при томографическом наблюдении неоднородностей / Докл. X научн. конф. по радиофизике Н. Новгород: ТАЛАМ. 2006. С. 16–18.
23. *Башев Д.В., Романова В.И., Хилько А.И.* Анализ эффективности оценки параметров движущихся рассеивателей / Докл. X научн. конф. по радиофизике Н. Новгород: ТАЛАМ. 2006. С. 27–29.
24. *Лучинин А.Г., Хилько А.И., Бурдуковская В.Г., Смирнов И.П.* Маломодовая томография неоднородностей мелкого моря // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 1–14.
25. *Зверев В.А., Стромков А.А., Хилько А.И.* Выделение мод в мелком море с помощью вертикальной антенной решетки // Акуст. журн. 2006 Т. 52. №. 6. С. 784–790.