

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет

На правах рукописи
УДК 551.463.21 : 534

ШУРУП Андрей Сергеевич

**МОДЕЛИ АКТИВНО-ПАССИВНОЙ
АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ
НЕОДНОРОДНОГО ДВИЖУЩЕГОСЯ ОКЕАНА**

Специальность: 01.04.06 – акустика

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2008

Работа выполнена на кафедре акустики физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Буров Валентин Андреевич,

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
Курьянов Борис Федорович

доктор физико-математических наук,
Хилько Александр Иванович

Ведущая организация: Институт общей физики
имени А.М. Прохорова РАН

Защита диссертации состоится “ 20 ” ноября 2008 г. в 16.00 часов на заседании Специализированного Совета Д 501.001.67 в МГУ имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские Горы, МГУ, физический факультет, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан “ 15 ” октября 2008 г.

Ученый секретарь
Специализированного Совета Д 501.001.67
кандидат физико-математических наук

А.Ф. КОРОЛЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность темы

В настоящее время проблема мониторинга больших регионов мирового океана является по-прежнему крайне актуальной. Как известно, океан определяющим образом влияет на сезонную изменчивость климата. Так, возмущение системы океан-атмосфера в экваториальной зоне Тихого океана оказывает влияние на климат всего земного шара и играет ключевую роль в формировании погоды на земле. Трудно переоценить важность мониторинга океанических структур, необходимого, например, для понимания и предсказания поведения сложной взаимосвязанной системы океан-атмосфера.

Акустическая томография океана в настоящее время рассматривается как основной метод получения информации о структуре, временной и пространственной изменчивости больших (порядке сотен и тысяч километров) акваторий мирового океана. Никакое излучение, кроме акустических волн, не способно распространяться на такие расстояния в морской воде. Основы акустической томографии океана были заложены Уолтером Манком и Карлом Вуншем в 1979 году [1]. В предложенном ими методе для измерения физических свойств океана использовалась идея томографического подхода, заключающаяся в восстановлении внутренней структуры объекта на основе измерений интегральных характеристик (сечений) [2]. В случае океана в основе этих измерений лежит оценка времени распространения акустического сигнала или значения других характеристик принимаемых полей, прошедших сквозь исследуемый регион в различных направлениях [3], например, их вертикальной структуры.

Несмотря на очевидную научную, прикладную и экономическую ценность акустической томографии океана, ее использование, к сожалению, не вышло за рамки отдельных экспериментов. Многолетние исследования различных групп как в России, так и за рубежом (в первую очередь США, Франции, Японии) выявили ряд принципиальных трудностей как фундаментального так и технического характера, присущих томографии океана, среди которых можно выделить следующие:

1. Распространение звука в водной среде определяется свойствами неизвестных неоднородностей, и обратная задача восстановления этих неоднородностей является нелинейной, плохо обусловленной, т.е. некорректной. В результате возникает необходимость развития математических методов описания акустического поля и решения обратной задачи томографии

океана, представляющей из себя многоканальную обратную задачу рассеяния. Необходим анализ возможностей восстановления, в результате решения этой задачи, океанических неоднородностей томографическими методами.

2. При восстановлении океанических неоднородностей необходимо отработать эффективные методы описания исследуемой акватории, т.е. осуществить выбор базисных элементов, по которым раскладываются исследуемые гидрологические параметры – рефракционные неоднородности, течения, вихри. Выбор метода представления исследуемых неоднородностей в выбранном базисе может усложнить или упростить проблемы, возникающие при решении прямой задачи распространения акустического поля и порождаемые свойствами самого базиса, например, искусственно введёнными границами базисных элементов.

3. Проведение экспериментов по томографии океана в настоящее время сдерживается во многом техническими сложностями, связанными с развёртыванием длинных (как правило, перекрывающих подводный звуковой канал) антенных систем, проблемами точного позиционирования (на всех глубинах) гидрофонов антенны и сложностями, связанными с излучением низкочастотного сигнала. Это приводит к удорожанию томографического эксперимента и, в конечном счёте, к тому факту, что томография осуществляется на уровне отдельно взятых научно-исследовательских проектов без особых перспектив выхода на «повседневное» использование в качестве инструмента исследования и мониторинга больших акваторий.

В настоящее время видна тенденция к замедлению интенсивного технического развития томографии с одновременным усилением фундаментальной стороны исследований. При этом дальнейшее применение разработок видится, прежде всего, в удешевлении технических средств и разработке новых методов исследований.

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что актуальным на настоящем этапе является теоретическое развитие физических, математических и алгоритмических подходов к разработке всех аспектов томографической схемы с целью максимального упрощения требований к проведению натурального эксперимента с разумными ограничениями на его сложность и стоимость. В представленной работе предпринята попытка в той или иной степени разработать новые подходы к решению задачи акустического мониторинга океана, которые, хотя бы отчасти, позволят создать достаточно гибкую новую схему акустической томографии океана, отвечающую поставленным выше условиям.

Целью диссертационной работы является разработка новых подходов к построению томографической схемы, упрощающих параметрическое описание восстанавливаемых неоднородностей в выбранном базисе при сохранении и развитии возможности восстановления картины линейных течений, вихрей, совместно с восстановлением рефракционных характеристик среды в едином подходе, учитывающем необходимые условия для достаточно полного восстановления океанических неоднородностей томографическими методами; создание практических алгоритмов обработки сигналов, работоспособных в далеких от идеальных условиях реального эксперимента, учитывающих конечную длину антенны и неконтролируемую кривизну ее профиля, а также численное моделирование их работоспособности; развитие новых подходов, позволяющих отказаться от использования дорогостоящих низкочастотных излучателей при использовании в качестве источника звука собственных шумов моря.

Для достижения сформулированной цели были поставлены следующие **задачи** работы:

1. Разработка нового базиса для параметрического описания неоднородностей, упрощающего и совершенствующего методы решения томографической задачи.
2. Теоретический анализ возможности томографического восстановления комбинированных скалярно-векторных (рефракция и течение) неоднородностей среды в применении к задачам гидроакустики.
3. Разработка численной модели томографического восстановления скалярных, векторных и комбинированных скалярно-векторных неоднородностей в океане с использованием нового базиса. Разработка итерационных схем восстановления.
4. Исследование возможности оценки функции Грина – основного источника информации в томографических экспериментах – из функции взаимной когерентности шумов моря для каждой из учитываемых мод на основе теоретического рассмотрения и численных модельных экспериментов процессов пассивной томографии океана.
5. Разработка алгоритма выделения мод короткими вертикальными антеннами, искривленными неизвестным образом по глубине.

Научная новизна работы заключается в создании на основе разработанных математических и физических представлений в существенной степени новой схемы акустической томографии океанических неоднородностей

всех типов, не накладывающей жёстких требований на проведение натурального эксперимента, типичных для «традиционной» томографии океана. В работе:

1. Разработан новый мозаичный базис, который является удобной конструкцией для построения матрицы возмущений и решения обратной задачи томографирования комбинированной скалярно-векторной неоднородности.
2. Развита теоретический аппарат, позволяющий сравнить возможности описания океанических неоднородностей с использованием различных базисов.
3. Исследован вопрос достаточно полного томографического восстановления скалярно-векторных неоднородностей при различном описании акустического поля. Найдены условия восстановления векторных неоднородностей без дополнительных измерений скорости течений на периметре исследуемой акватории.
4. Проведен теоретический анализ обсуждающейся в литературе возможности оценки функции Грина из функции взаимной когерентности шумового поля (в данном случае океана) для целей модовой томографии. Получены численные оценки времени накопления шумового сигнала, необходимого для достоверного определения функции Грина. Предложен способ сокращения времени накопления до приемлемых (для целей томографии) значений.
5. Теоретически разработана и численно промоделирована схема томографического восстановления скалярных, векторных и комбинированных скалярно-векторных неоднородностей при волновом и лучевом представлении акустического поля. В основу томографической схемы положен полосчатый базис. Разработана итерационная схема восстановления скалярных и векторных неоднородностей.
6. Разработана схема обработки акустических полей, принимаемых короткими, искривленными неизвестным образом антеннами, позволяющая получить информацию о модовой структуре океана. Проведена серия модельных экспериментов, подтверждающая работоспособность предложенного подхода.

Достоверность представленных результатов диссертации подтверждается численным моделированием, показавшим соответствие полученных результатов теоретическим расчетам и исходным данным при решении прямой задачи, имитирующей экспериментально измеряемые величины.

Научная и практическая значимость работы:

1. Разработанный и исследованный в работе мозаичный базис может быть использован при решении широкого класса обратных задач (как двумерных, так и трехмерных) томографического восстановления неоднородностей (скалярных, векторных и комбинированных скалярно-векторных) при различном представлении акустического поля (волны, лучи, «вертикальные моды – горизонтальные лучи»).
2. Разработанный алгоритм выделения мод короткими искривленными антеннами может быть использован в томографических исследованиях как больших, так и мезомасштабных акваторий океана.
3. Практическое значение имеет предложенная и проверенная численным моделированием возможность оценки функции Грина в модовом представлении из функции взаимной когерентности шумов за разумные времена накопления шумового сигнала. Полученные результаты могут быть использованы в пассивной томографии океана.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Использование базисов мозаичного типа в томографических задачах имеет преимущества по сравнению с использованием традиционных базисов, так как упрощает решение прямой задачи при построении матрицы возмущений и развивает возможности восстановления океанических неоднородностей, сохраняя при этом точность и полноту описания, соответствующую традиционным подходам.
2. Полное томографическое восстановление комбинированных скалярно-векторных неоднородностей при учете условия несжимаемости жидкости не требует дополнительных измерений скорости течений на границе исследуемой области.
3. Мозаичный базис автоматически учитывает условие несжимаемости жидкости и дает возможность восстановления комбинированных скалярно-векторных неоднородностей в едином подходе.
4. Соотношение между функцией Грина и функцией взаимной когерентности шумового поля непосредственно следует из интеграла Кирхгофа. Время накопления океанического шумового поля, необходимое для определения функции Грина в томографических экспериментах, составляет от одного до нескольких часов при справедливости адиабатического приближения и использовании вертикальных антенн с векторными приемниками.

5. Решение системы линейных уравнений относительно квадратов модулей коэффициентов распространения мод позволяет определить модовый состав акустического поля, принимаемого короткими (не перекрывающими весь звуковой канал) искривленными подводными течениями антеннами, и реализовать модовую томографию океана в активном и пассивном режимах.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на Международной Конференции Студентов и Аспирантов по Фундаментальным наукам «Ломоносов-2004»; на X школе-семинаре акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещённой с XIV сессией Российского акустического общества (Москва, 2004); на XVI (Москва, 2005), XIX (Нижний Новгород, 2008) и XX (Москва, 2008) сессиях Российского акустического общества; на 8-ой (Cargoeiro, Portugal, 2006) и 9-ой (Paris, France, 2008) Европейских конференциях по подводной акустике; на научных семинарах кафедры акустики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 13 печатных работах, список которых приводится в конце автореферата, в том числе в 5-ти статьях в реферируемых журналах.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие на всех этапах исследований, изложенных в диссертационной работе: в разработке теории, выполнении предварительных оценок, подготовке программного обеспечения, проведении численных экспериментов и подготовке публикаций результатов. Все работы по математическому моделированию проведены им лично.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из общего вводного раздела, пяти глав, первая из которых представляет собой обзор литературы, и заключения. Список цитируемой литературы включает 205 наименования, общий объем работы составляет 173 страниц, включая 154 страницы текста и 28 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, обосновывается актуальность темы, формулируются цели и задачи работы, положения, выносимые на защиту, описывается краткое содержание работы по главам.

В первой главе дается обзор работ по теме исследования, описывается современное состояние проблемы акустического мониторинга океана. Описываются типы рассматриваемых неоднородностей в океане и специфика их восстановления методами акустической томографии. Кратко затрагиваются вопросы точности позиционирования элементов протяженных по вертикали акустических антенн и существующие методы решения этих проблем. Особое внимание уделяется новым подходам в задачах акустического мониторинга океана, в том числе возможности использования шумов моря в качестве источника информации.

Вторая глава диссертационной работы посвящена исследованию роли выбора базиса в задачах акустической томографии океана. Рассматриваются различные способы параметрического описания (с помощью базисных функций) океанических неоднородностей как рефракционного, так и кинетического типов, восстанавливаемых томографическими методами. В разделе 2.1 рассматривается простейший случай линейной лучевой томографической схемы восстановления неоднородности скорости звука $\Delta c(\mathbf{r})$ на основании измерения возмущение времен распространения сигналов Δt_i , прошедших через область, содержащую неоднородность $\Delta c(\mathbf{r})$:

$$-\int_{L_i^0} \frac{\Delta c(\mathbf{r})}{c_0^2(\mathbf{r})} dl = \Delta t_i, \text{ где } L_i^0 - \text{траектория луча в невозмущенной среде, } c_0(\mathbf{r}) -$$

фоновое невозмущенное значение скорости звука. При решении интегральных уравнений (определенных для всех i -ых пар приемно-передающих устройств, окружающих область рассмотрения) осуществляется их дискретизация, для чего используется разложение восстанавливаемой неоднородности по базисным

функциям $\Theta_j(\mathbf{r})$: $\Delta c(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^J x_j \Theta_j(\mathbf{r})$. В результате решение томографической

задачи сводится к решению системы линейных уравнений в матричной форме, в обозначениях Дирака имеющей вид

$$A |X\rangle = |\Delta T\rangle, \quad (1)$$

где A – матрица возмущений, вектор-столбец $|\Delta T\rangle$ состоит из временных задержек сигналов Δt_i , а вектор $|X\rangle$ – из неизвестных коэффициентов

разложения x_j восстанавливаемой неоднородности $\Delta c(\mathbf{r})$ по базису $\Theta_j(\mathbf{r})$. При восстановлении вектора скорости потока $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ используется совокупность векторных базисных функций $\{\Theta_j\}$: $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^J x_j \Theta_j(\mathbf{r})$. Визуализация восстановленной неоднородности производится путём суммирования в каждой пространственной точке базисных возмущений среды с весами, равными значениям восстановленных коэффициентов разложения.

Таким образом, при решении конкретной задачи томографирования большое значение имеет адекватный задаче выбор базисных функций, которые позволяют описать в данной ситуации восстанавливаемые неоднородности достаточно точно с минимальными требованиями на количество оцениваемых коэффициентов разложения, на алгоритмическую часть процесса восстановления, а также на практическую реализацию процесса сбора и обработки данных при заданной их точности.

В разделе 2.2 рассматриваются способы описания океанических неоднородностей в различных базисах. Помимо общеизвестных базисов (таких как задание значений параметров неоднородностей в узлах сетки или в непересекающихся фигурах, например, квадратах, плотно покрывающих рассматриваемую область), рассматривается новый подход, основанный на разложении неоднородностей по так называемым «нестандартным» (неортогональным и переполненным) базисам, которые можно условно назвать мозаичными (рис. 1). Одним из используемых базисов такого типа является полосчатый базис, представляющий собой набор параллельных полос, поворачиваемых с равномерным угловым шагом в интервале от 0 до π . В случае использования цилиндрического варианта мозаичного базиса исследуемая область покрывается равномерно (с перекрытиями) базисными элементами в

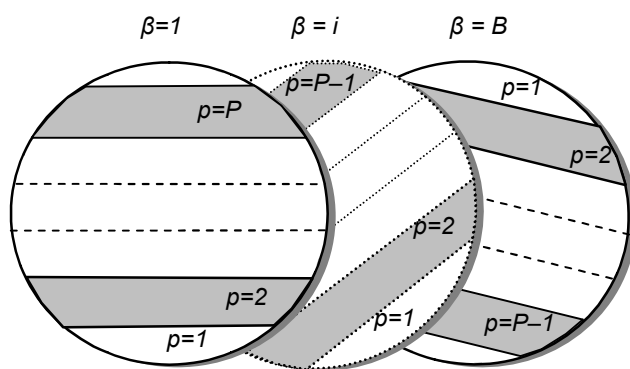


Рис. 1а

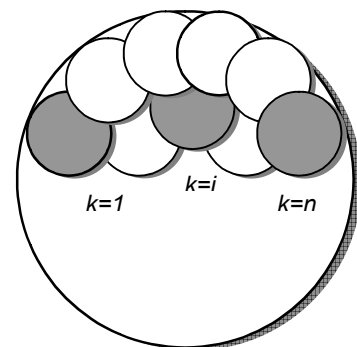


Рис. 1б

Рис. 1. Полосчатый (а) и цилиндрический (б) базисы.

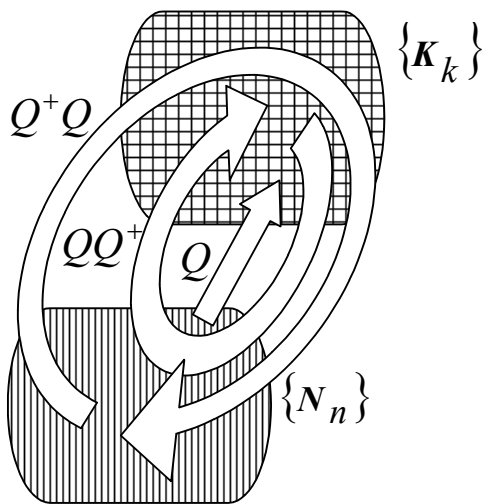


Рис. 2. Операторы перехода между представлениями неоднородности при разложении по множеству полос $\{N_n\}$ и по множеству клеток $\{K_k\}$.

базисах в виде множества полос и клеток в зависимости от соотношения между количеством и составом базисных элементов. Для этого рассматривается оператор Q (рис. 2), переводящий представление неоднородностей $\Delta c(\mathbf{r})$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ на множестве полос (band) в представление на множестве клеток (cell):

$$Q|X^{\text{band}}\rangle = |X^{\text{cell}}\rangle.$$

Элементы оператора Q представляют собой скалярные произведения базисных функций клеток и полос. Согласно теории СФЭШ результаты восстановления в рассматриваемых базисах будут адекватны по полноте описания и не будут сильно отличаться в смысле ошибки восстановления, если ранг оператора Q^+Q равен числу базисных клеток, а его спектр характеристических чисел не содержит сильно отличающихся по модулю членов. Результаты численного эксперимента для случая

форме цилиндров (в двумерном случае – кругов). Использование базисов мозаичного типа существенно смягчает требования на математическую сторону проблемы: не требуется безызыбочная полнота и ортогональность базиса, проще становится построение матрицы возмущений, описание всех типов неоднородностей, включая векторные, становится единым.

Для сравнения возможности восстановления океанических неоднородностей с помощью различных базисов в разделе 2.3 разработан теоретический аппарат, основанный на конечномерном аналоге теории союзных фундаментальных элементов Шмидта (СФЭШ) [4]. Исследуется качество восстановления в

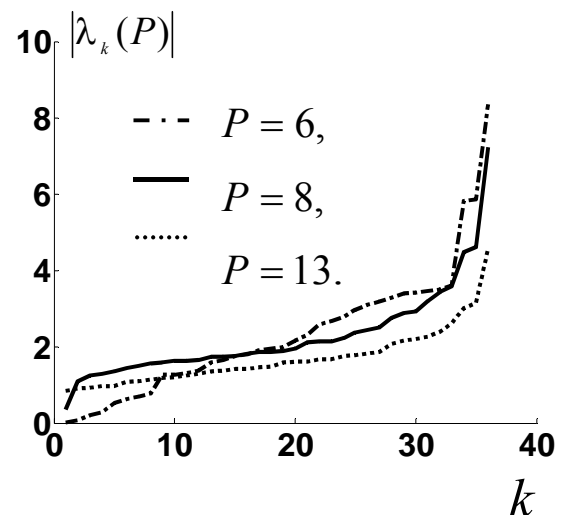


Рис. 3. Зависимость спектра модуля характеристических чисел $|\lambda_k(P)|$ оператора Q от количества базисных полос P для заданного количества углов их поворота $B=15$ и базисных квадратов $K=36$.

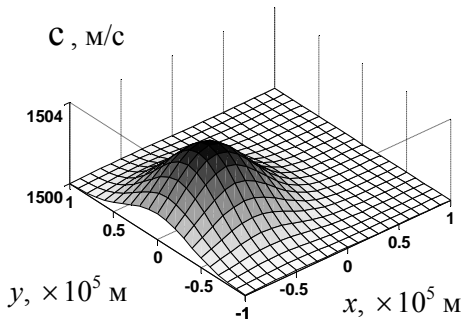


Рис. 4а.

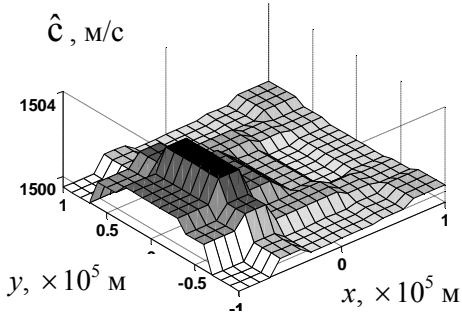


Рис. 4б.

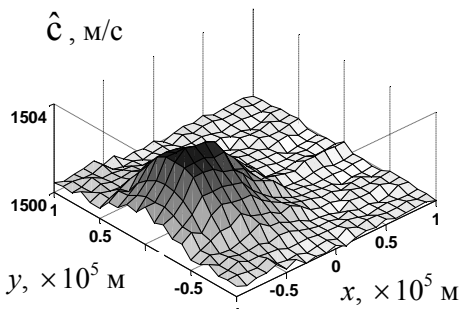


Рис. 4в.

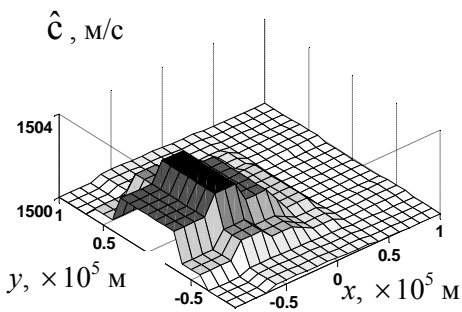


Рис. 4г.

Рис. 4. Неоднородность скорости звука (а) и результат ее восстановления в клетчатом базисе дает невязки $\eta_T=3\%$ и $\eta_c=41\%$ (б); в полосчатом базисе $\eta_T=1\%$ и $\eta_c=11\%$ (в); в клетчатом базисе при пересчете из полосчатого базиса $\eta_c=26\%$ (г).

описания скалярной неоднородности $\Delta c(\mathbf{r})$ приведены на рис. 3. Видно, что при увеличении количества базисных полос спектр собственных значений оператора Q^+Q становится более пологим, уменьшается количество членов, близких к нулю. Ранг оператора Q^+Q для всех рассмотренных случаев равен числу базисных клеток. Подобная ситуация наблюдается и в векторной задаче при описании $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Из приведенных результатов следует, что для заданного количества базисных клеток можно подобрать такое количество базисных полос, что результаты восстановления неоднородностей в рассматриваемых базисах будут адекватны по полноте описания наблюдаемых эффектов и не будут сильно отличаться в смысле погрешности восстановления.

В разделе 2.4 приводятся результаты численного моделирования задачи томографического восстановления океанических неоднородностей в сравниваемых базисах. Для заданного количества клеток 36 было выбрано число базисных полос $P=8$, число углов $B=15$. Как следует из результатов раздела 2.3, качество восстановления в сравниваемых базисах при таких параметрах должны быть близким (см. рис. 3). Точность полученных результатов оценивалась с помощью невязок по решению η_c и по правой части η_T :

$$\eta_c = \sqrt{\frac{\sum_d |c(\mathbf{r}_d) - \hat{c}(\mathbf{r}_d)|^2}{\sum_d c^2(\mathbf{r}_d)}} \quad \text{и}$$

$$\eta_T = \sqrt{\frac{\sum_i |\Delta T_i - \Delta \hat{T}_i|^2}{\sum_i |\Delta T_i|^2}}, \quad \text{где } c(\mathbf{r}_d) \text{ и}$$

$\hat{c}(\mathbf{r}_d)$ – истинное и восстановленные значения скорости; $\Delta\hat{T}_i$ – правая часть системы уравнений (1), полученная при подстановке в нее решения; ΔT_i – возмущения времен распространения, вносимые истинной неоднородностью. Результаты, полученные при восстановлении скалярной неоднородности $\Delta c(\mathbf{r})$ (рис. 4), указывают на преимущества полосчатого базиса при восстановлении плавных океанических неоднородностей, так как в этом случае достигаются меньшие невязки, по сравнению с клетчатым базисом, при сравнимой полноте описания в рассматриваемых базисах. Полученные результаты подтверждаются и при восстановлении течения жидкости $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Основные результаты и выводы второй главы диссертационной работы представлены в разделе 2.5.

Третья глава диссертационной работы посвящена рассмотрению теоретических и прикладных аспектов методов томографического восстановления комбинированных неоднородностей в океане, что позволило предложить эффективный алгоритм совместного восстановления двумерных скалярных и векторных неоднородностей в приближении несжимаемой жидкости. Задача решается при лучевом и волновом описании акустического поля.

В разделе 3.1 показано, что произвольное векторное поле $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ скорости течения несжимаемой жидкости может быть представлено в финитной акватории как полностью соленоидальное. В результате становится излишним восстановление потенциальной компоненты течений, требующей, как показано в [5], дополнительных измерений нормальной составляющей поля $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ на границе исследуемой акватории. Таким образом, задача восстановления течения несжимаемой жидкости сводится к определению ее векторного потенциала, что может быть осуществлено как при лучевом [5], так и волновом [6] описании акустического поля на основе только данных рассеяния. Это сильно упрощает задачу построения томографической схемы и математическую сторону задачи, поскольку, во-первых, не требует дополнительных измерений нормальной составляющей скорости на периметре акватории (что ранее представлялось необходимым), и, во-вторых, позволяет описать все кинетические неоднородности (вихри и глобальные течения), а также рефракционные параметры океана в едином представлении. Важной особенностью полосчатого базиса, рассмотренного во второй главе диссертационной работы, является то, что его использование позволяет автоматически учитывать условие несжимаемости жидкости, позволяя тем самым предложить схему томографического восстановления комбинированных скалярно-векторных

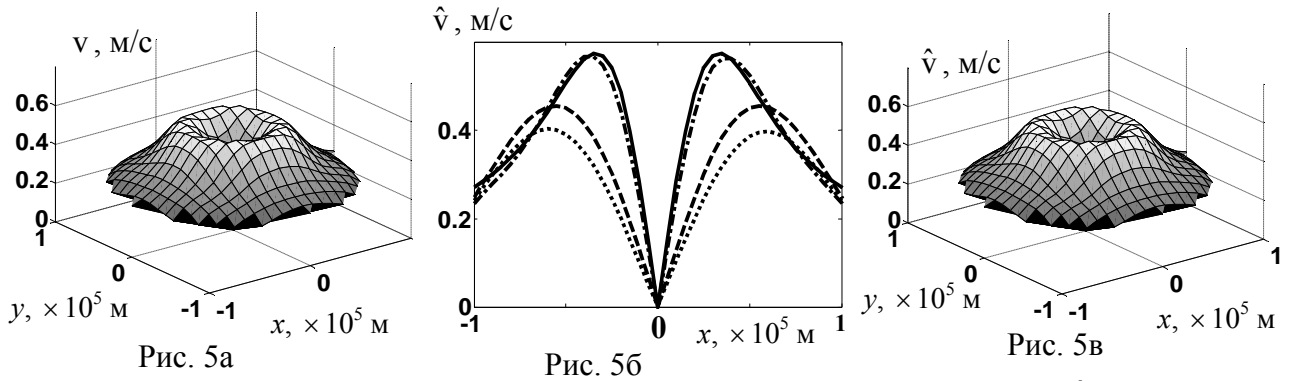
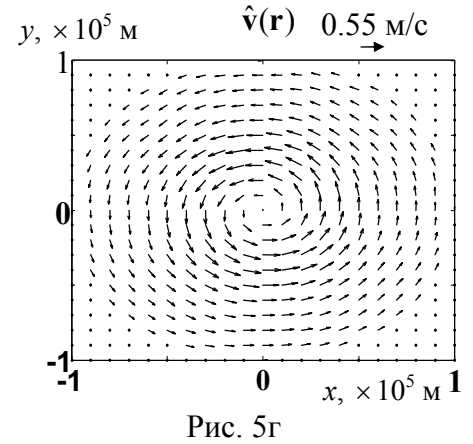


Рис. 5. Модельное распределение модуля скорости течения (а) и его сечение вдоль оси абсцисс (б, сплошная линия); исходная линеаризованная оценка при количестве преобразователей $Z=6$ дает невязку $\eta_v=0.29$ (б, линия в виде точек), после трех итераций $\eta_v=0.21$ (б, пунктирная линия); при увеличении числа преобразователей до $Z=18$ невязка на первой итерации $\eta_v=0.05$ (б, штрихпунктирная линия). Восстановленное при $Z=18$ распределение модуля (в) и векторного поля (г) скорости течения.



неоднородностей в едином подходе.

В разделе 3.2 рассматривается восстановление океанических неоднородностей при лучевом описании акустического поля. Основной теоретического рассмотрения являются интегральные соотношения, связывающие возмущения времен распространений сигналов Δt_i с параметрами восстанавливаемых неоднородностей $\Delta c(\mathbf{r})$, $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, имеющие в линейном приближении

$$(|\mathbf{v}(\mathbf{r})|/c_0(\mathbf{r}) \ll 1, |\Delta c(\mathbf{r})|/c_0(\mathbf{r}) \ll 1) \quad \text{вид:}$$

$$\Delta t_i \approx - \int_{L_i^0} \frac{\Delta c(\mathbf{r}) dl}{c_0^2(\mathbf{r})} - \int_{L_i^0} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\tau}_i^0(\mathbf{r}) dl}{c_0^2(\mathbf{r})}, \text{ где } \boldsymbol{\tau}_i^0(\mathbf{r}) \text{ – единичный вектор, касательный}$$

к траектории L_i^0 . Использование полосчатого базиса позволяет свести томографическую задачу к решению системы линейных уравнений, аналогичной (1), но матрица возмущений $A = [A' \ A'']$ теперь состоит из двух блоков, описывающих влияние скалярной $\Delta c(\mathbf{r})$ и векторной $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ компонент неоднородности, соответственно. Важно, что в отличие от общепринятых подходов в предложенной процедуре не осуществляется явного разделения влияния скалярной и векторной компонент восстанавливаемой неоднородности.

Для уточнения получаемых оценок в разделе 3.3 разработана итерационная процедура томографического восстановления скорости течения $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Численное моделирование подтвердило работоспособность разработанной

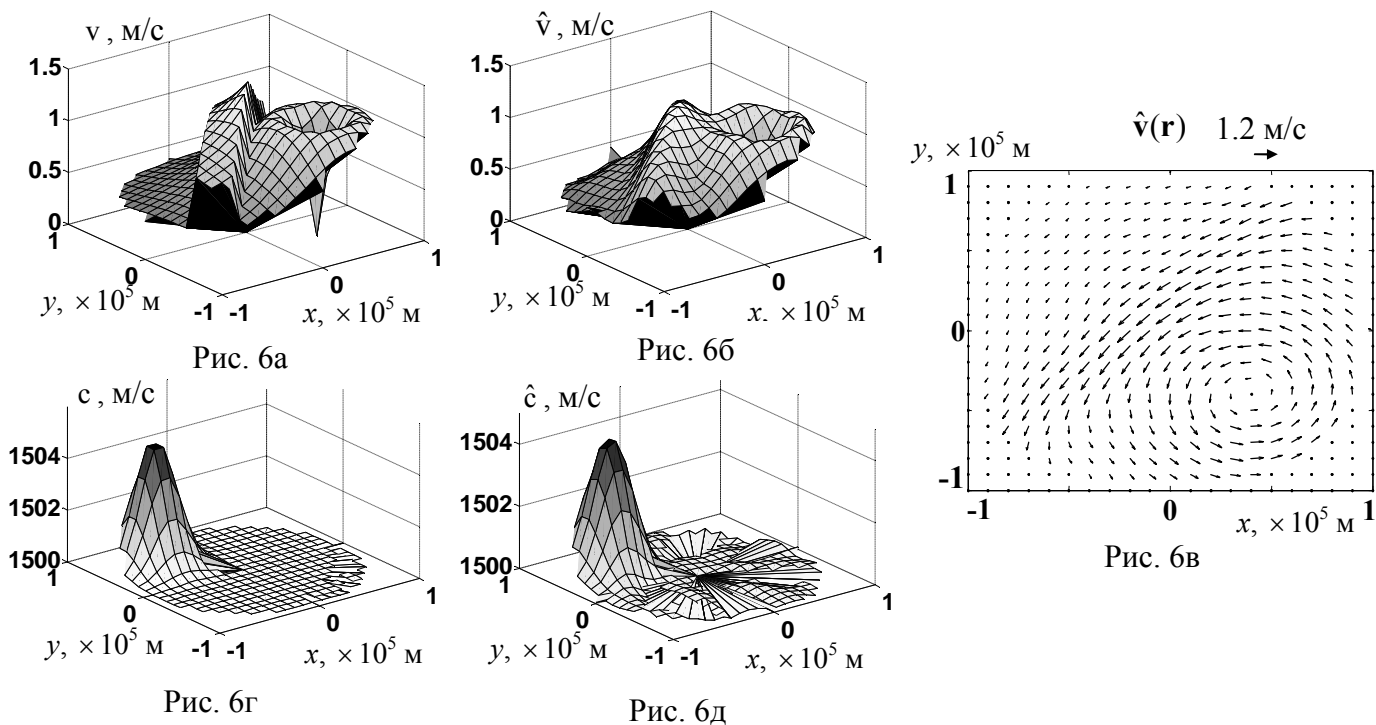


Рис. 6. Исходные распределения амплитудных значений векторной (а) и скалярной (г) компонент комбинированной неоднородности и результаты их восстановления (б), (д) с погрешностью $\eta_c=0.13$, $\eta_v=0.1$; восстановленное распределение вектора скорости течения (в).

схемы (рис. 5).

В разделе 3.4 рассматривается восстановление океанических неоднородностей методами дифракционной томографии. Используется уравнение Липпмана-Швингера в борновском приближении, которое позволяет получить выражение для поля $\Delta U(\mathbf{y}, \mathbf{y}')$, рассеянного на неоднородностях среды, локализованных в области \mathcal{R} :

$$\Delta U(\mathbf{y}, \mathbf{y}') \approx \int_{\mathcal{R}} G(\mathbf{y}, \mathbf{r}) \left[\varepsilon(\mathbf{r}) + \frac{2\omega}{c_0^2(\mathbf{r})} (\mathbf{v}(\mathbf{r}) \mathbf{k}_0(\mathbf{r})) \right] U_0(\mathbf{r}, \mathbf{y}') d\mathbf{r}, \quad \text{где } \mathbf{y} \text{ и } \mathbf{y}' -$$

координаты приемника и источника, соответственно; $\mathbf{k}_0(\mathbf{r})$ – волновой вектор; $\varepsilon(\mathbf{r}) \approx 2\omega^2 \Delta c(\mathbf{r}) / c_0^3(\mathbf{r})$ – функция рассеивателя; $G(\mathbf{y}, \mathbf{r})$ – функция Грина для фоновой среды. Разложение неоднородностей $\Delta c(\mathbf{r})$, $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ по полосчатому базису позволяет получить систему линейаризованных уравнений вида (1), при этом матрица возмущений описывает влияние скалярной $\Delta c(\mathbf{r})$ и векторной $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ компонент неоднородности в едином подходе.

Раздел 3.5 посвящен сравнительному анализу результатов восстановления неоднородностей методом лучевой и дифракционной томографии. В качестве примера рассмотрена реконструкция течения жидкости в форме вихря Озеена.

Показано, что в области применимости лучевого и волнового представления акустического поля методы лучевой и дифракционной томографии приводят к сравнимым результатам: удалось восстановить структуру, размер и расположение вихря. Рассматриваемая неоднородность восстановлена с сопоставимой точностью обоими методами.

В разделе 3.6 приведены результаты томографического восстановления комбинированной неоднородности, состоящей из прямолинейного потока, вихря и рефракционной компоненты гауссовой формы. Полученные результаты (рис. 6) подтверждают работоспособность предложенного метода томографического восстановления одновременно и скалярных, и векторных неоднородностей. Дополнительных измерений скорости течений на границе исследуемой области не потребовалось. В разделе 3.7 представлены основные результаты и выводы третьей главы диссертационной работы.

В четвертой главе диссертационной работы рассматривается возможность построения схемы пассивной модовой томографии океана без применения дорогостоящих низкочастотных излучателей. Для этого используется широко обсуждаемый в литературе последних лет метод оценки функции Грина из результатов измерения функции взаимной когерентности шумового поля, принимаемого в множестве точек наблюдения.

Раздел 4.1 посвящен теоретическому выводу соотношения между функцией Грина и функцией взаимной когерентности шумового поля для одной моды из интеграла Гельмгольца-Кирхгофа, что отличается от ранее использовавшихся подходов. Особое внимание обращается на выделение типа функции Грина (запаздывание или опережение) в рассматриваемых соотношениях. Используется представление шумового поля в виде «вертикальные моды – горизонтальные лучи» в адиабатическом приближении, что позволяет свести решение задачи распространения поля в *трехмерном*

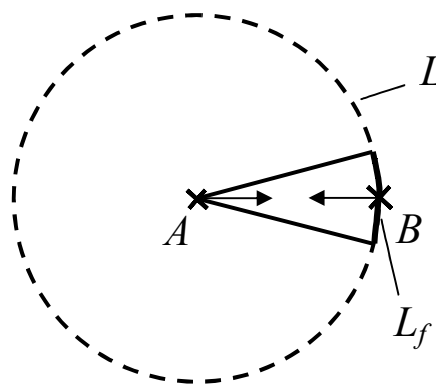


Рис. 7. Рассматривается замкнутый контур L в виде окружности с центром в точке \mathbf{r}_A и радиусом $R = |\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B| = |\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_L|$. Интеграл Гельмгольца-Кирхгофа позволяет представить поле $U(\mathbf{r}_A)$ как суперпозицию полей вторичных источников, расположенных на контуре L . Основной вклад в оценку функций Грина двух точек \mathbf{r}_A и \mathbf{r}_B дадут когерентные с полем в \mathbf{r}_B вторичные источники, расположенные на части контура L_f .

океане к набору независимых *двумерных* задач распространения отдельных мод. Из проведенного теоретического рассмотрения следует, что в случае ненаправленного приема шумового сигнала в двух разнесенных в пространстве точках с радиус-векторами \mathbf{r}_A и \mathbf{r}_B функция взаимной когерентности $\langle U(\mathbf{r}_A)U^*(\mathbf{r}_B) \rangle$ шумовых полей $U(\mathbf{r}_A)$ и $U(\mathbf{r}_B)$ позволяет оценить аддитивную комбинацию запаздывающей $G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)$ и опережающей $G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)$ функций Грина, характеризующих встречное направление распространения сигналов между рассматриваемыми точками:

$$\langle U(\mathbf{r}_A)U^*(\mathbf{r}_B) \rangle \approx iD[G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) - G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)] \langle U(\mathbf{r}_B)U^*(\mathbf{r}_B) \rangle, \quad (2)$$

где $D = 2kL_f$ – безразмерный коэффициент, L_f – длина эффективной дуги контура L вблизи \mathbf{r}_B , шумовые поля $U(\mathbf{r}_L)$ на которой дают когерентный вклад в значение функции Грина (рис. 7). Для случая широкополосного шума рассматривается преобразование Фурье соотношения (2), что позволяет получить

$$\langle U(\mathbf{r}_A, t)U^*(\mathbf{r}_B, t - \tau) \rangle \approx iD \int_{-\infty}^{\infty} [G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau - \eta) - G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau - \eta)] C(\eta) d\eta, \quad (3)$$

где $C(\eta) = \langle U(\mathbf{r}, t)U^*(\mathbf{r}, t - \eta) \rangle$ – функция автокогерентности шума. Если осуществляется прием шумового поля в относительно узкой полосе частот $[\omega_0 - \Delta\omega/2, \omega_0 + \Delta\omega/2]$, $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, в которой характеристики шума меняются слабо, то соотношение (3) приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle U(\mathbf{r}_A, t)U^*(\mathbf{r}_B, t - \tau) \rangle_{\Delta\omega}}{\partial \tau} &\approx \\ &\approx \omega_0 D \int_{-\infty}^{\infty} [G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau - \eta) - G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \tau - \eta)] C_{\Delta\omega}(\eta) d\eta. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) следует, что производная по времени задержки функции взаимной когерентности узкополосного шумового сигнала, позволяет оценить временную структуру узкополосного фрагмента как запаздывающей (для задержек распространения сигнала $\tau > 0$), так и опережающей (для $\tau < 0$) функций Грина для этих точек. Этот фрагмент является результатом операции типа свертки полной функции Грина $G^\pm(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \eta)$ с функцией автокогерентности $C_{\Delta\omega}(\eta)$ шумового поля, профильтрованного в полосе частот $[\omega_0 - \Delta\omega/2, \omega_0 + \Delta\omega/2]$.

В разделе 4.2 рассматривается вопрос о времени накопления сигнала, необходимом для достоверного определения функции Грина из функции когерентности шумового поля. Принимается во внимание, что сигнал в точке \mathbf{r}_A

является «некогерентной» суперпозицией сигналов со всей окружности L , в то время как сигнал в точке \mathbf{r}_B определен лишь «когерентной» дугой L_f (рис. 7).

Выходное отношение сигнал/шум S_{out}/N_{out} , пропорционально отношению эффективной протяженности области

$$L_f \approx \frac{1}{\langle U(\mathbf{r}_B)U^*(\mathbf{r}_B) \rangle} \int_L \langle U(\mathbf{r}_L)U^*(\mathbf{r}_B) \rangle dL$$

к протяженности всего остального контура $L = 2\pi R$. В случае цилиндрически изотропного шумового поля $L_f \approx 2/k$, и выходное отношение сигнал/шум для коррелятора с параметром накопления $2\Delta f T$ составляет

$$S_{out}/N_{out} \approx 2\Delta f T (S_{in}/N_{in}) = 2\Delta f T (L_f/L) = 2\Delta f T (\lambda/2\pi^2 R).$$

Для значений $R = 10^5$ м, $\Delta f = 50$ Гц, $\lambda = 15$ м, $S_{out}/N_{out} = 10$ время накопления составляет $T \approx 4$ часа. Уменьшение времени накопления возможно при использовании векторных приемников, что позволяет выделить поля, распространяющиеся между рассматриваемыми точками. Это приводит к дополнительному (примерно четырехкратному) улучшению выходного отношения сигнал/шум и уменьшению времени накопления (при раздельном оценивании функций $G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_L)$ и $G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_L)$) до $T \approx 1$ часа. Полученная оценка позволяет говорить о возможности реализации схем модовой томографии океана, использующих внутреннее шумовое поле океана. Следует отметить, что при рассмотрении двухточечного приема сигнала в трехмерной области $S_{out}/N_{out} \approx (L_f/L)^2$, что приводит к существенно большим оценкам времени накопления $T \approx 10^3$ часов.

В разделе 4.3 рассматривается задача модовой обработки поля в вертикальной плоскости. Решение томографической задачи основано на восстановлении модовой структуры акустического поля из анализа собственных векторов и собственных значений матрицы взаимной когерентности Γ принятого шумового поля. Для рассматриваемого простейшего случая строго вертикальных антенн, перекрывающих весь океанический волновод, показано, что собственные векторы матриц $\Gamma^+\Gamma$ и $\Gamma\Gamma^+$ с точностью до знака совпадают с профилями мод в местах расположения антенн, а собственные значения этих матриц позволяют определить коэффициенты распространения модовых сигналов. Получаемая информация позволяет восстановить характеристики океанической среды в исследуемой акватории методами пассивной модовой томографии. В разделе 4.4 приводятся основные результаты и выводы по четвертой главе диссертации.

В пятой главе рассматривается возможность определения модовой структуры океана по данным измерений с коротких (не перекрывающих весь океанический волновод) гидроакустических антенн, искривленных неизвестным образом подводными течениями, что соответствует условиям реального эксперимента. Важно, что компенсация неизвестной кривизны антенного профиля и учет его конечной длины осуществляется в предлагаемом подходе алгоритмически без использования дополнительных аппаратных средств.

Раздел 5.1 посвящен рассмотрению вопроса определения времен распространения модовых сигналов, принимаемых короткими искривленными антеннами, из анализа матрицы взаимной когерентности Γ шумового поля. Используется представление поля, принимаемого искривленными антеннами, в виде суммы «искривленных» мод $\check{\psi}_m(z) \equiv \check{\psi}_m(z) \exp[i \alpha_m \Delta r'(z)]$, представляющих собой профили истинных мод $\psi_m(z)$, домноженных на фазовый набег, вызванный кривизной антенны $\Delta r'(z)$ по глубине z ; α_m – волновое число m -ой моды. Разложение шумового поля в конечной полосе частот Δf по искривленным модам справедливо в приближении квазимонохроматичности мод. Для этого необходимо, чтобы на краях частотного диапазона Δf профиль моды не сильно изменялся, а изменение времени распространения моды заданного номера должно быть меньше $1/\Delta f$. Кроме этого, изменение времени распространения за счет кривизны антенны также не должно превышать $1/\Delta f$, т.е. искажение сигнала, вносимое искривлением, можно рассматривать как фазовое. В случае справедливости приближения квазимонохроматичности мод и их взаимной некоррелированности, рассматриваемая задача аналогична случаю, рассмотренному в разделе 4.3, с той лишь разницей, что теперь собственные векторы матриц $\Gamma^+ \Gamma$, $\Gamma \Gamma^+$ характеризуют не истинные, а искривленные моды. Используя тот факт, что искривленная мода, домноженная сама на себя (комплексно сопряженную) есть квадрат профиля истинной моды $\check{\psi}_m(z) \check{\psi}_m^*(z) = \psi_m^2(z)$, $\langle \check{\phi}_m | \check{\phi}_m \rangle = \langle \phi_m | \phi_m \rangle$, и, предполагая, что для мод разных номеров приближение $\check{\psi}_m(z) \check{\psi}_k^*(z) \approx \psi_m(z) \psi_k(z)$, $\langle \check{\phi}_m | \check{\phi}_k \rangle \approx \langle \phi_m | \phi_k \rangle$, $m \neq k$, справедливо с высокой степенью точности, можно получить систему линейных уравнений относительно неизвестных квадратов модулей коэффициентов распространения мод, характеризуемых функциями $|\mu_m(\tau)|^2$.

В разделах 5.2 и 5.3 приведены результаты численного моделирования предложенного метода выделения мод в случае коротких строго вертикальных

и коротких искривленных антенн. Показано, что учет кривизны и конечной длины антенны приводит к незначительным ухудшениям картины восстановления мод по сравнению со случаем неискривленных длинных антенн. При этом антенны должны располагаться в местах сосредоточения основной энергетики мод, а обработка шумовых сигналов должна производиться в полосе частот, удовлетворяющей условию квазимонохроматичности мод. Сравнение разработанного метода с традиционной фильтрацией мод, основанной на ортогональности мод как собственных функций волновода, показало, что новый метод позволяет осуществить выделения мод даже в тех случаях, когда традиционный подход оказывается невозможным (рис. 8, 9).

В разделе 5.4 осуществлено обобщение разработанной схемы на случай *детерминированных* сигналов при рассмотрении собственных векторов и собственных значений матрицы U , образованной сигналами, излученными и принятыми попарно всеми гидрофонами рассматриваемых антенн. В этом случае нет необходимости накапливать шумовые сигналы в течение нескольких часов, однако техническая сторона эксперимента усложняется, что существенно увеличивает его стоимость. Основные результаты и выводы пятой главы диссертации приводятся в разделе 5.5.

В заключении диссертационной работы приводятся основные результаты и выводы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Проведено сравнительное исследование возможностей различных базисов, используемых при решении обратных задач акустики океана. В

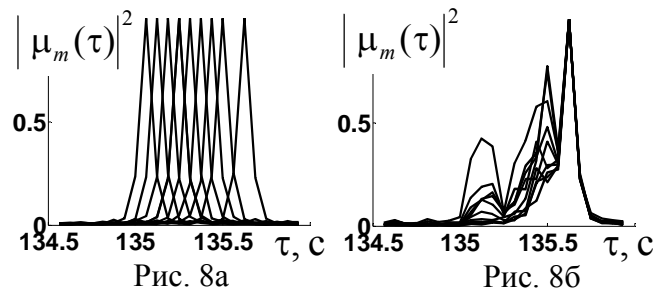


Рис. 8. Результаты фильтрации мод с использованием ортогональности мод в случае длинных прямых (а) и коротких искривленных (б) антенн.

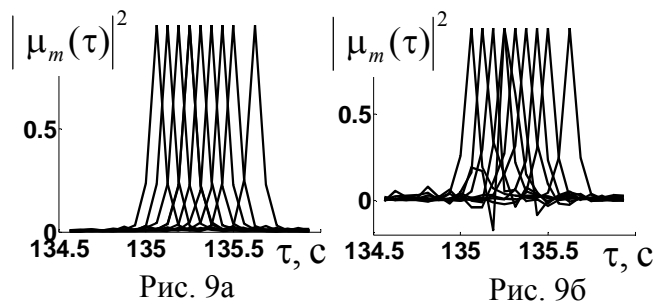


Рис. 9. Результаты фильтрации мод при рассмотрении собственных значений и векторов матрицы когерентности шумов в случае длинных прямых (а) и коротких искривленных (б) антенн.

результате теоретически обоснованы преимущества использования мозаичного базиса по сравнению с «традиционными» базисами. Показано, что стандартные требования на базис такие как его безызбыточная полнота и ортогональность, можно существенно ослабить в тех случаях, когда для этого имеется необходимая априорная информация. К немногочисленным условиям, которым должны удовлетворять базисы в рассматриваемых томографических задачах, относятся относительная полнота базиса (то есть его достаточность для описания восстанавливаемой неоднородности с требуемой точностью) и приближенная аддитивность используемых эффектов возмущения.

2. Показано, что условие несжимаемости жидкости дает возможность осуществить реконструкцию полного поля скорости ее течения как для лучевого, так и волнового представления акустического поля при использовании только данных рассеяния. Это сильно упрощает задачу построения томографической схемы и математическую сторону задачи, поскольку не требует дополнительных измерений нормальной составляющей скорости на периметре акватории (что ранее представлялось необходимым) и позволяет описать все кинетические неоднородности (вихри и глобальные течения), а также рефракционные параметры океана в едином представлении.

3. В лучевой и волновой постановке рассмотрена аналитически и решена численно модельная задача томографического восстановления комбинированных скалярно-векторных неоднородностей с использованием полосчатого базиса, который автоматически учитывает условие несжимаемости жидкости при описании неоднородностей. Разработана итерационная схема восстановления, численно проверена ее работоспособность.

4. Соотношение между функцией Грина и функцией взаимной когерентности шумового поля проанализировано на основе интеграла Кирхгофа, что отличается от известных подходов к этой проблеме. Показано, что время накопления при модовом представлении поля, необходимое для достоверного определения функции Грина, может составлять от одного до нескольких часов в зависимости от деталей решаемой задачи при использовании вертикальных многоэлементных антенн, содержащих векторные приемники. Это существенно меньше известных оценок, полученных для безграничной трехмерной среды.

5. Разработана схема выделения мод из узкополосного шумового сигнала по данным с коротких (не перекрывающих весь волновод) гидроакустических антенн, искривленных подводными течениями, что расширяет возможности пассивной томографии океана и перспективы ее использования.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // *Deep-Sea Res. A.* 1979. V. 26. N2. P. 123-161.
2. Физика визуализаций изображений в медицине: В 2-х томах. Пер. с англ. под ред. С. Уэбба. М.: Мир, 1991. Т.2. 408 С.
3. *Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртенов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И.* Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. С. 255.
4. *Горюнов А.А., Сасковец А.В.* Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Издательство Московского Университета, 1989. С. 150.
5. *Norton S.J.* Unique tomographic reconstruction of vector fields using boundary data // *IEEE Transactions on image processing.* 1992. V. 1. N2. P. 406-412.
6. *Rychagov M.N., Ermert H.* Reconstruction of fluid motion in acoustic diffraction tomography // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 99. N5. P. 3029-3035.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. *Шуруп А.С.* Волновая схема акустической томографии океана с разложением рефракционной неоднородности по полосчатому и цилиндрическому базисам // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2004», секция «физика». Сборник тезисов. Физический факультет МГУ, 2004. С. 28-29.
2. *Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Решение задачи прохождения и рассеяния цилиндрической волны на слабо преломляющей плоской неоднородности. // Вестник Московского Университета. Сер.3, Физика, Астрономия. 2004. №6. С.34-38.
3. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Представление и восстановление океанических неоднородностей в нестандартных базисах // Доклады X школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещённой с XIV сессией Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2004. С. 193-196.
4. *Буров В.А., Попов А.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Акустическая томография океана при использовании нестандартного представления рефракционных неоднородностей // Акустич. журнал. 2005. Т.51. №5. С. 602-613.
5. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Представление и восстановление двумерных океанических течений и вихрей в мозаичном базисе // Доклады XVI сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2005. С. 254-258.
6. *Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S.* Acoustical tomography of the nonuniform and moving ocean in non-standard basis // *Proc. of 8th European Conference on Underwater Acoustics.* Carvoeiro. 2006. P. 669-675.
7. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Роль выбора базиса в задачах акустической томографии океана // Акустич. журнал. 2007. Т.53. №6. С. 791–808.
8. *Буров В.А., Грачева Т.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Томографическое восстановление комбинированных рефракционно-кинетических неоднородностей в океане // Доклады XIX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2007. С. 307-311.

9. Буров В.А., Грачева Т.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Двумерная модель томографического восстановления океанических неоднородностей при волновом и лучевом описании акустического поля // Акустич. журнал. 2008. Т.54. №2. С. 291–306.
10. Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S. The basis choice and the reconstruction of combined refractive-kinetic inhomogeneities in the problems of ocean acoustic tomography // Proc. of 9th European Conference on Underwater Acoustics. Paris. 2008. P. 587–592.
11. Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S. The passive mode tomography of the ocean using data from short vertical arrays bent by the ocean currents // Proc. of 9th European Conference on Underwater Acoustics. Paris. 2008. P. 623–628.
12. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // Акустич. журнал. 2008. Т.54. №1. С. 51-61.
13. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование коротких искривленных антенн в пассивной томографии океана // Доклады XX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2008. С. 286-290.