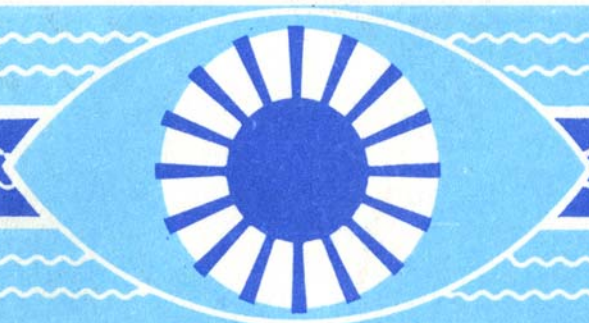




**ФОРМИРОВАНИЕ
АКУСТИЧЕСКИХ
ПОЛЕЙ
В ОКЕАНИЧЕСКИХ
ВОЛНОВОДАХ**

**РЕКОНСТРУКЦИЯ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ**



Нижний Новгород

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**ФОРМИРОВАНИЕ
АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ОКЕАНИЧЕСКИХ
ВОЛНОВОДАХ**

РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Сборник научных трудов

Нижний Новгород – 1994

Издано по решению Редакционно-издательского совета
Института прикладной физики РАН

УДК 534.26

Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр./ ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. 292 с.

Сборник посвящен решению проблем анализа и синтеза пространственно-временных структур акустических полей, связанных с реконструкцией характеристик различного типа неоднородностей в океанических волноводах. Приводятся результаты численного и физического моделирования различных аспектов адаптивного управления гидроакустическими полями, рассеяния звуковых волн на упругих неоднородностях в плоскостных волноводах, томографической реконструкции пространственного распределения океанических неоднородностей, а также оптимизации параметров систем наблюдения. Представлены результаты измерений, осуществленных в натуральных условиях.

Сборник предназначен для специалистов в области гидроакустики и радиофизики, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Рецензенты

доктор физико-математических наук С. Н. Гурбатов
доктор физико-математических наук А. М. Сутин

Ответственный редактор

В. А. Зверев

Редколлегия

А. И. Хилько (зам. отв. редактора), С. М. Горский,
Е. Л. Бородина, Н. Н. Кралина (отв. секретарь)

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	5
Некоторые вопросы формирования акустических полей в океанических волноводах	
Е. Ю. Городецкая, А. И. Малеханов, В. И. Таланов. Адаптивное управление акустическими полями в океанических волноводах.....	9
А. Г. Сазонтов, В. А. Фарфель. Исследование временной структуры звукового поля при импульсном зондировании океана со взволнованной поверхностью.....	44
А. И. Белов, А. Г. Комаров. Использование преобразования Вигнера в задачах акустической диагностики нестационарных и диспергирующих сред.....	59
В. Е. Белов, С. М. Горский, А. А. Залезский, А. Ю. Зиновьев, А. И. Хилько. Рассеяние акустических волн упругими цилиндрами в многомодовых слоистых волноводах.....	63
Развитие методов реконструкции океанических неоднородностей	
И. Б. Бурлакова, А. Л. Зейгман, Ю. В. Петухов, М. М. Славинский. Метод доплеровской томографии в исследованиях акустических характеристик дна глубоководных океанических волноводов.....	91
А. А. Горюнов. Новые методы решения обратных задач рассеяния в приложении к дифракционной томографии океана.....	122
В. А. Буров, С. Н. Сергеев. Томография океана как обратная задача.....	147
Е. Л. Бородина, Н. В. Горская, С. М. Горский, В. А. Зверев, Г. Н. Николаев, А. И. Хилько, В. Н. Широков. Формирование многокурсных изображений в океанических волноводах с использованием метода темного поля.....	169
В. А. Журавлев, А. Г. Комаров, Д. А. Шаркин. Усредненные спектры приливных вариаций низкочастотных тональных сигналов в многомодовом волноводе.....	202
А. Ю. Зорин, И. П. Смирнов, А. И. Хилько. О выборе параметров систем акустического видения в неоднородных средах.....	214
Ю. К. Постоенко, Н. А. Сидоровская, В. И. Турчин, Р. А. Угриновский, Г. Е. Фикс, И. Ш. Фикс. Реконструкция структуры движущихся акустических источников со сложным спектральным составом.....	247

CONTENTS

Preface	5
Some problems of acoustic fields formation in ocean waveguides	
E. Yu. Gorodetskaya, A. I. Malekhanov, V. I. Talanov. Adaptive acoustic fields monitoring in ocean waveguides	9
A. G. Sazontov, V. A. Farfel'. The study of the sound field time structure by the pulse-sounding method probing of ocean with rough surface	44
A. I. Belov, A. G. Komarov. Use of Wigner transform in the problems of acoustic diagnostics of nonstationary and dispersive media	59
V. E. Belov, S. M. Gorsky, A. A. Zalezsky, A. Yu. Zinov'ev, A. I. Khil'ko. Acoustic waves scattering by elastic cylinders in multimode layer waveguides	63
Development of the methods of reconstructing ocean inhomogeneities	
I. B. Burlakova, A. L. Zeigman, Yu. V. Petukhov, M. M. Slavinsky. The method of Doppler tomography for the study of the acoustic characteristics of the bottom of deep-water ocean waveguides	91
A. A. Goryunov. New methods of the solution of inverse scattering problems as applied to the ocean diffraction tomography.....	122
V. A. Burov, S. N. Sergeev. Ocean tomography as the inverse problem.....	147
E. L. Borodina, N. V. Gorskaya, S. M. Gorsky, V. A.-Zverev, G. N. Nikolaev, A. I. Khil'ko, V.N.Shirokov. The formation of multi-view images in ocean waveguides using the dark-field method	169
V. A. Zhuravlev, A. G. Komarov, D. A. Sharkin. The averaged spectra of the tidal variations of low-frequency audible signals in a multi-mode waveguide	202
A. Yu. Zorin, I. P. Smirnov, A. I. Khil'ko. On the choice of the parameters of the systems of acoustic vision in inhomogeneous media	214
Yu. K. Postoenko, N. A. Sidorovskaya, V. I. Turchin, R. A. Ugrinovskiy, G. E. Fiks, I. Sh. Fiks. Reconstruction of the structure of moving acoustic sources with complex spectrum	247

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник является прямым продолжением предыдущего сборника научных статей "Формирование акустических полей в океанических волноводах", опубликованного Институтом прикладной физики РАН в 1991 году. Составители сборника постарались отразить новые направления, связанные с распространением гидроакустических волн в неоднородных океанических волноводах, с изучением особенностей дифракции гидроакустических полей, сформированных сложными источниками, а также с решением обратных задач диагностики неоднородностей в океане. Указанные актуальные проблемы гидроакустики получили развитие в работах, представленных в настоящем сборнике.

Тематику исследований можно разделить на две части: с одной стороны, это вопросы, связанные с синтезом и анализом, осуществляемым гидроакустическими соответственно излучающими и приемными антеннами, и, с другой стороны, вопросы дифракции гидроакустических полей на неоднородностях, в том числе пространственно локализованных. Обе эти проблемы требуют выяснения особенностей формирования пространственно-временных структур протяженными системами излучающих (антенн), либо переизлучающих (эффективных источников на поверхности рассеивающих тел) источников, в рефракционных океанических волноводах. Следует отметить работы, посвященные вопросам синтеза полей в волноводах, а также рассеянию акустических волн пространственно-локализованными, а также случайно-распределенными неоднородностями океана. Приведенные в них результаты, а также цитированная в них литература позволяют составить представление о современном уровне исследований в этой области. В сочетании с работами того же направления, представленными в предыдущем сборнике, подобная подборка исследований в рамках рассматриваемой тематики является в некотором смысле уникальной и позволяет получить наиболее полное представление об исследованиях в этой области. С учетом практической актуальности задачи можно ожидать большой интерес к обсуждаемым в работах результатам.

Существенное внимание в настоящем сборнике уделено методам решения проблем реконструкции океанических неоднородно-

стей на основе томографических принципов, а также принципов акустического видения.

Большая часть статей сборника посвящена разработке и экспериментальной проверке конкретных схем реконструкции неоднородностей океана. Некоторые из предложенных методов проверялись лишь в условиях физического моделирования, другие были опробованы в натуральных условиях, что позволяет надеяться на решение с их помощью широкого круга практических задач.

Наконец, большой интерес представляют исследования, направленные на разработку принципов и методов оптимизации систем наблюдения или мониторинга неоднородностей океана, которые связаны с задачей синтеза акустических полей в океанических волноводах.

Представленные в сборнике оригинальные результаты отражают состояние исследований проблем, связанных с разработкой методов реконструкции неоднородностей океана, что позволяет надеяться на интерес к сборнику со стороны специалистов в области акустики океана.

В. А. Зверев

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ФОРМИРОВАНИЯ
АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ**

АДАПТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Е. Ю. Городецкая, А. И. Малеханов, В. И. Таланов

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к задачам формирования (синтеза) звуковых полей заданной пространственной структуры в океанических волноводах обусловлен практической важностью исследований по дальнейшему акустическому зондированию и акустическому мониторингу океана. В статье [1] был рассмотрен ряд существенных аспектов задач синтеза и анализа акустических полей в океанических волноводах. Наиболее важным аспектом является, на наш взгляд, принципиальная возможность согласованного со средой управления полями сложной пространственной (многомодовой) структуры с помощью пространственно-развитых антенных решеток (АР). Предложенный подход к решению задачи синтеза многомодовых полей в случайно-неоднородных волноводах был назван нами адаптивным (см. также [2]), поскольку критерий управления модовым составом излучения определяется постановкой задачи (критерием) пространственной обработки полезного сигнала на приемной апертуре и статистическими свойствами канала распространения. Подчеркнем, что область возможных приложений адаптивного управления полями в волноводных средах не ограничивается акустикой океана и включает радиозондирование ионосферных каналов, интегральную и волоконную оптику, плазменную СВЧ-диагностику.

В настоящей статье развиваются основные положения работ [1, 2]. Наибольшее внимание уделяется методам адаптивного управления когерентными свойствами многомодовых звуковых полей с использованием информационно-энергетических критериев. Синтезированы итерационные алгоритмы адаптивного управления полями

в подводных звуковых каналах (ПЗК). На основе численного моделирования алгоритмов для характерных условий мелководных и глубоководных ПЗК показана возможность эффективного управления пространственной когерентностью звукового сигнала в случайно-неоднородных каналах.

1. ИНФОРМАЦИОННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОМОДОВЫХ СИГНАЛОВ

В настоящем разделе обсуждаются интегральные характеристики частично-когерентного многомодового сигнала, которые используются в дальнейшем для формулировки критериев управления акустическими полями в ПЗК. Определение таких характеристик тесно связано с вопросом о выборе ортогонального базиса разложения сигнального поля на приемной апертуре, используемой для формирования оценки матриц (функций) когерентности и последующей пространственной обработки принимаемых сигналов.

1.1. Ортогональные базисы разложения многомодовых сигналов

С теоретико-информационной точки зрения, оптимальным является разложение сигнала S в базисе $\{m_p\}$ собственных векторов матрицы когерентности $M_S = \langle SS^+ \rangle$ (разложение Карунена-Лозва) [3-5]:

$$M_S = \sum_{p=1}^r \lambda_p m_p m_p^+ \quad (1)$$

$$S = \sum_{p=1}^r \mu_p m_p, \quad \langle \mu_p \mu_q^* \rangle = \lambda_p \delta_{pq}. \quad (1a)$$

Здесь λ_p, m_p — собственные значения и отвечающие им ортонормированные собственные векторы матрицы M_S ; μ_p — случайные коэффициенты разложения; δ_{pq} — символ Кронекера; знаки $+, *$ и угловые скобки означают операции эрмитового сопряжения, комплексного сопряжения и усреднения соответственно. Предполагается, что приемная апертура представляет собой N -элементную АР, т. е. векторы

S , m_p имеют размерность $N \times 1$, а матрица M_S — размерность $N \times N$. Очевидно, ранг r матрицы M_S удовлетворяет условию $1 \leq r \leq N$.

Известно, что разложение (1) обладает важными минимизирующими свойствами [3, 4]: минимальной среднеквадратической ошибкой аппроксимации при учете любого конечного числа ($\leq r$) членов разложения и минимальной функцией энтропии, определенной на дисперсиях случайных коэффициентов разложения. Кроме того, взаимная некоррелированность последних значительно упрощает анализ алгоритмов фильтрации сигналов и расчет характеристик обнаружения/оценки параметров [5].

В связи с обсуждением оптимальных свойств ортогонального разложения Карунена-Лозва отметим, что последнее является не единственным из используемых при анализе и синтезе адаптивных волновых систем. Существуют специальные базисы разложения, согласованные (в смысле качества аппроксимации) с характеристиками для данной задачи искажениями и пространственной декорреляцией сигнала и (или) отличающиеся простотой технической реализации. Примером базисов первой группы может служить базис ортогональных полиномов Цернике [6, 7], ко второй группе относится базис ортогональных функций Уолша [7]. Указанные базисы разложения широко применяются в адаптивной оптике при разработке методов компенсации атмосферных искажений волнового фронта оптического сигнала. В AP радио- и СВЧ-диапазона наиболее часто используется ортогональное разложение принимаемого поля по плоским волнам, составляющее основу методов синтеза многолучевых диаграммообразующих схем фазированных AP [8].

Применительно к распространению и приему сигналов в случайно-неоднородных волноводах представляет интерес обобщение разложения (1) на случай сигналов дискретного модового спектра. Ортогональное разложение частично-когерентного сигнала $S = Ua$, представляющего собой суперпозицию M мод дискретного спектра (U — матрица ($N \times M$), составленная из векторов-столбцов u_m амплитудно-фазового распределения (АФР) мод на приемной апертуре, a — вектор ($M \times 1$) случайных амплитуд мод), в базисе взаимно некоррелированных компонент имеет вид

$$S = \sum_{p=1}^r \mu_p U c_p, \quad a = \sum_{p=1}^r \mu_p c_p, \quad (2)$$

где векторы c_p разложения определяются из уравнения

$$\lambda_p c_p = R_S Q c_p, \quad p = 1, 2, \dots, r \leq \min \{M, N\}. \quad (2a)$$

Здесь $R_S = \langle a a^+ \rangle$ — матрица ($M \times M$) корреляций амплитуд мод; $Q = U^+ U$ — матрица ($M \times M$) ортогональности мод на апертуре АР. Разложение (2), названное в работе [2] модовым разложением Карунена-Лозва, использовалось нами ранее для анализа и моделирования алгоритмов оптимальной пространственной фильтрации акустических сигналов на фоне помех в океанических волноводах [9–11].

По существу, разложение (2) позволяет рассматривать принимаемый многомодовый сигнал в виде суперпозиции ортогональных взаимно некоррелированных когерентных компонент (называемых далее апертурными модами), каждая из которых формируется определенной группой мод волновода. Модовый спектр апертурных мод зависит как от взаимных корреляций амплитуд распространяющихся мод, так и от ортогональных свойств мод волновода на данной апертуре. Принципиально, что разложение (2) обладает указанными выше оптимальными свойствами разложения (1), т. е. содержит минимальное число (r) компонент, совпадающее с рангом матрицы M_S .

В дальнейшем будем полагать спектр собственных значений λ_p (1), (2а) упорядоченным и нормированным следующим образом:

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_r > 0, \lambda_{r+1} = \lambda_{r+2} = \lambda_N = 0, \quad (3)$$

$$\sum_{p=1}^N \lambda_p = 1. \quad (3a)$$

Условие (3а) определяет нормировку интенсивности сигнала: $\langle |S|^2 \rangle = 1$. Практически в большинстве задач интерес представляют только старшие собственные значения, "эффективное" число которых r_{ef} может быть существенно меньше r .

1.2. Информационно-энергетические характеристики многомодовых сигналов: определения и интерпретация

Согласно (2), каждое из собственных значений λ_p есть полная (суммированная по элементам АР) мощность соответствующей апертурной моды (m_p, c_p):

$$S_p = \mu_p m_p = \mu_p U c_p, \langle |S_p|^2 \rangle = \lambda_p. \quad (4)$$

Следовательно, распределение λ_p представляет собой спектр мощности апертурных мод, образующих ортогональный базис разложения сигнала по взаимно некоррелированным когерентным компонентам. Следуя указанной энергетической интерпретации спектра собственных значений, наибольший интерес представляют такие характеристики "рассеяния" мощности сигнала в когерентные компоненты (λ_p, m_p, c_p) , которые определяют возможности обнаружения и оценки мощности сигнала в случайной среде. Такими характеристиками, согласно результатам работ [9–13], являются старшее собственное значение λ_1 и величина $\Omega(K)$, определяемая выражением:

$$\Omega(K) = \frac{\left\{ \sum_{p=1}^K \lambda_p^2 \right\}^{1/2}}{\lambda_1}, \quad 2 \leq K \leq r, \quad (5)$$

Величина $G_{\text{ин}} = \lambda_1 N$ есть предельный коэффициент усиления линейной пространственной фильтрации сигнала (1) на фоне некогерентных (пространственно-белых) шумов. Величина $\Omega(K)$ есть дополнительный выигрыш квадратичной фильтрации, содержащей K парциальных линейных фильтров, каждый из которых согласован с соответствующей когерентной компонентой сигнала. Максимум последовательности (5), равный $\Omega(r)$, есть выигрыш оптимальной квадратичной обработки, осуществляющей энергетическое накопление всех компонент, по отношению к согласованной фильтрации наиболее мощной компоненты: $\Omega(r) = G_{\text{opt}} / G_{\text{ин}}$. Следовательно, максимальный коэффициент усиления $G_{\text{opt}} = \lambda_1 \Omega(r) N$.

Таким образом, величины $\lambda_1, \Omega(K)$ характеризуют сигнальное поле в смысле эффективности алгоритмов пространственной фильтрации сигнала на фоне некогерентных помех и определяют иерархию парциальных фильтров, собирающих "рассеянную" в апертурные моды мощность сигнала в результирующий сигнал на выходе обработки.

Наряду с этим, распределение (3) нормированных собственных значений матрицы когерентности имеет информационную интерпретацию, опирающуюся на интуитивные представления о частично когерентном сигнале как о частично упорядоченной суперпозиции регулярных (когерентных) АФР на апертуре [14]. Согласно информационному подходу каждое значение λ_p интерпретируется как вероятность локализации сигнала в соответствующей апертурной моде (m_p, c_p) , а спектр $\{\lambda_p\}$ — как дискретное распределение таких

вероятностей. Ранг матрицы r есть число пространственных степеней свободы сигнала, совпадающих с апертурными модами. Расширение спектра $\{\lambda_p\}$ (рост величины r), обусловленное случайным характером распространения сигнала, означает рост априорной неопределенности сигнала в конечномерном базисе апертурных мод. Естественной количественной мерой априорной неопределенности сигнала в указанном смысле служит функция энтропии H , определенная обычным образом как энтропия распределения вероятностей λ_p :

$$H = - \sum_{p=1}^r \lambda_p \log_2 \lambda_p. \quad (6)$$

Действительно, величина (6) характеризует меру "беспорядка" сигнала в базисе апертурных мод, поскольку вероятности λ_p имеют физический смысл нормированных дисперсий случайных коэффициентов разложений (1), (2). Отмеченное выше оптимальное свойство используемых разложений заключается в минимизации функции энтропии, определенной аналогичным образом для любых других разложений.

Для АР, содержащей N приемников, и сигнала, содержащего M мод дискретного спектра, максимум энтропии (6) равен [1, 2]

$$H_{\max} = \log_2 [\min \{ N, M \}], \quad (7)$$

в отличие от свободного пространства ($M = \infty$), где $H_{\max} = \log_2 N$. Величине $H_{\max} = \log_2 M$, которая является принципиальным ограничением энтропии многомодового сигнала при $N \rightarrow \infty$, физически отвечает предельный случай, когда сигнал формируется суперпозицией некоррелированных мод равной интенсивности, ортонормированных на апертуре АР. При этом матрицы (2а) $R_S, Q \sim I_M$, где I_M — единичная матрица ($M \times M$), $\lambda_p = 1/M$, $r = M$. Поскольку для ортогональности M мод на N -элементной АР необходимо условие $N \geq M$, то последние $(N - M)$ собственных значений $\lambda_p = 0$, что означает сохранение частичной межэлементной корреляции сигнала.

Аналогично (7) максимальный выигрыш $\Omega(r)$ (5) ограничен сверху величиной

$$\Omega_{\max} = [\min \{ N, M \}]^{1/2}, \quad (8)$$

а отмеченному предельному случаю отвечает значение $\Omega_{\max} = M^{1/2}$.

В дальнейшем анализе будет использоваться главным образом

нормированная величина, обратная по смыслу энтропии (6):

$$I = 1 - \frac{H}{H_{\max}}. \quad (9)$$

Величина I , принимающая значения $0 \leq I \leq 1$, характеризует степень априорной детерминированности сигнала в базисе апертурных мод [1, 2]. Поскольку ее значение явным образом зависит от величины H_{\max} , то дополнительные ограничения последней приводят к уменьшению степени детерминированности при заданном распределении $\{\lambda_p\}$. Например, при наличии априорной информации относительно модового состава сигнала под числом мод может пониматься оценка эффективного числа M_{ef} возбужденных источников мод. Дополнительное ограничение ($M_{\text{ef}} \leq M, N$) приводит к уменьшению предельного значения энтропии $H_{\max} = \log_2 M_{\text{ef}}$ и, следовательно, к уменьшению величины I (9). (Исключение составляет случай полностью коррелированных мод, когда $I = 1$ вне зависимости от H_{\max}).

Приведенные выше информационно-энергетические характеристики многомодовых сигналов полностью определяются распределением собственных значений λ_p (1)–(3) матрицы когерентности сигнала. Вопрос о количественной связи величин λ_1, Ω, H, I с таким важным параметром, как масштаб когерентности N_c (точнее, отношение N_c/N), не имеет однозначного ответа, поскольку спектр $\{\lambda_p\}$ зависит от вида функции когерентности. Вместе с тем, указанная зависимость наиболее заметна в области малых значений $\lambda_p \ll \lambda_1$, в то время как старшие значения $\lambda_p \sim \lambda_1$ менее "чувствительны" к деталям функции когерентности. Результаты ряда аналитических и численных исследований [5, 15, 16] показывают, что оценка сверху для числа r_{ef} и оценка снизу для λ_1 определяются именно параметром N_c/N :

$$r_{\text{ef}} \sim \frac{N}{N_c}, \quad \lambda_1 \sim \frac{N_c}{N}, \quad \Omega \sim \left(\frac{N}{N_c}\right)^{1/2} \quad \text{при } N \geq N_c$$

(при $N \leq N_c$ $r_{\text{ef}} = 1, \lambda_1 \sim 1$). Приведенная оценка относится к случаю сигнала с равномерным спектром интенсивности некоррелированных мод, при этом $N_c \sim 2\pi/\Delta k$, где Δk — ширина спектра волновых чисел мод [10, 11]. В случае частичной корреляции и (или) неравномерного спектра интенсивностей мод число r_{ef} только уменьшается, что означает рост когерентности и уменьшение энтропии сигнала.

Зависимости информационно-энергетических характеристик

многомодового сигнала от основных параметров задачи (чисел N , M и масштаба межмодовых корреляций) анализируются в Приложении. Наиболее важно для дальнейшего рассмотрения, что различные моды оказываются неэквивалентными в смысле влияния на информационно-энергетические характеристики. Ответ на вопрос о том, возбуждение каких именно мод дает определяющий вклад, позволяет сформулировать алгоритмы коррекции модового состава излучения с целью управления когерентными свойствами поля на приемной апертуре: спектром $\{\lambda_p\}$ и определяемыми им интегральными характеристиками Ω , H , I .

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯМИ В МНОГОМODOVЫХ ВОЛНОВОДАХ

Интересный физический аспект анализа информационно-энергетических характеристик многомодовых сигналов с использованием ортогонального разложения в базисе апертурных мод заключается в постановке оригинальных задач адаптивного синтеза полей с заданными статистическими свойствами на приемной апертуре [1, 2]. С точки зрения приложений, наиболее существенной характеристикой сигнала является его когерентность, количественно определяемая величинами λ_1 (3), Ω (5) и I (9).

2.1. Адаптивный синтез антенн в волноводах и связанные задачи управления волновыми полями

Как показано выше, взаимное соответствие ортогональных базисов разложений Карунена-Лозва в координатном и модовом пространствах ($\{m_p\}_{p=1}^r$ и $\{c_p\}_{p=1}^r$ соответственно) позволяет однозначно определить вклад различных мод волновода в формирование когерентных компонент сигнала и отвечающих им информационно-энергетических характеристик. Широкая полоса (многомодовость) спектральной характеристики волноводного канала распространения позволяет поставить задачу синтеза источников как задачу адаптивной фокусировки излучаемой мощности именно в ту суперпозицию мод, которая оказывается наиболее эффективной в смысле формирования заданного спектра $\{\lambda_p\}$ и (или) его интегральных характеристик. Смысл определения "адаптивный" в формулировке

предложенного подхода отражает явную зависимость такой суперпозиции мод от следующих факторов распространения и приема сигнала:

- 1) декорреляции модовых амплитуд сигнального поля,
- 2) трансформации модового состава сигнального поля,
- 3) модового состава помех,
- 4) расположения приемников в канале,
- 5) заданной схемы (критерия) пространственной обработки сигнала.

Поскольку факторы 4, 5 взаимосвязаны [9–12], в общей постановке адаптивный синтез антенн заключается в согласованной со средой (факторы 1–3) и схемой обработки (факторы 4, 5) оптимизации модового состава поля на удаленной от источников приемной апертуре.

Таким образом, собственно задача синтеза источников сводится к формированию некоторой заданной "диаграммы направленности" антенны в модовом пространстве. Для регулярных волноводов с точно известными параметрами методы решения задачи синтеза в такой постановке известны [17, 18, 1]. Развитые в этих работах методы позволяют определить ортогональные базисы парциальных АФР в координатном и модовом пространствах, при этом последние есть аналог парциальных диаграмм направленности антенны в свободном пространстве. В данном случае речь идет о синтезе антенн в нерегулярных волноводах, однако статистические эффекты распространения "приведены" к приемной апертуре таким образом, что на излучающей апертуре сохраняется возможность использования регулярных алгоритмов синтеза. Действительно, вариационная процедура максимизации мощности излучения в выделенную группу мод является универсальной и не зависит от выбора возбуждаемых мод (требуемой характеристики направленности). Качественно адаптация антенны источников в случайно-неоднородном волноводе заключается в соответствующей коррекции ее модовой "направленности", учитывающей приведенные выше факторы согласования со средой.

Аналогичная по существу постановка задачи управления излучением известна в адаптивной оптике, где предложены эффективные методы ее решения с помощью многопучковых лазерных систем. Речь идет о методах получения высококачественных изображений в лазерных системах видения (ЛСВ), основанных на максимизации функционалов качества (резкости и энтропии) путем управления распределением интенсивности полей подсветки [7]. При этом определяется требуемая "конфигурация" поля подсветки (число и форма парциальных пучков), согласованная с формой рассеивающего объекта. Адаптивные ЛСВ не только снижают требования к априорной

информации о форме объекта и энергетике поля подсветки, но и осуществляют смену режимов освещения в процессе обнаружения и слежения за объектом.

Ряд задач адаптивного формирования изображений и видения связан с управлением пространственной когерентностью на приемной апертуре поля. Применяемые при этом критерии и методы адаптации ориентированы на достижение предельных состояний частично-когерентных полей (когерентное или некогерентное), причем, как правило, на когерентное состояние. В последнем случае адаптивная ЛСВ осуществляет компенсацию искажений случайно-неоднородной среды (атмосферы) [6, 7, 19].

В волноводе роль когерентных парциальных пучков подсветки играют суперпозиции мод $\{c_p\}_{p=1}^L$ (2). Так же, как и в адаптивных ЛСВ, адаптивное управление многомодовым излучением заключается в оптимальной (для данной задачи и данных условий распространения) коррекции модовой "конфигурации" излучения. В частности, достижение когерентного состояния принимаемого сигнала требует специальной коррекции модового спектра излучения, которая обсуждается в следующем разделе.

Кроме указанной аналогии с адаптивными ЛСВ, следует отметить ситуации, когда адаптивная коррекция оптического излучения происходит в результате многократных переотражений с обращением волнового фронта (ОВФ) и прохождения через среду. Речь идет о проблеме формирования оптимальной поперечной структуры лазерного излучения, позволяющей передавать излучение через оптически неоднородную среду с минимальными потерями мощности. Известно [20, 21], что оптимальная в указанном смысле передача излучения осуществляется при условии, если АФР поля на передающей апертуре ("на входе" в среду) совпадает с собственной функцией квадратичного оператора пересчета поля излучения в мощность на приемной апертуре ("на выходе" из среды), отвечающей его максимальному собственному значению. При использовании ОВФ-резонаторов основная мода излучения совпадает с указанной оптимальной структурой поля, что приводит к минимизации потерь мощности в резонаторе [22]. Рассматриваемый ниже алгоритм коррекции модового состава излучения может быть интерпретирован по аналогии именно как алгоритм оптимальной передачи мощности излучения в случайно-неоднородных волновых каналах.

В заключение раздела кратко остановимся на 2-м и 3-м факторах адаптации, специфических для акустики океанических волноводов.

Аналогично затуханию межмодовых корреляций эволюция модового спектра распространяющегося сигнала также обусловлена

эффектами рассеяния на случайных распределенных неоднородностях волновода и сопровождается как выравниванием интенсивностей мод с близкими номерами, так и локализацией мощности сигнала в области низких мод в результате рассеяния мощности высоких мод за критический угол волновода. Кроме того, свой вклад в распределение интенсивностей мод могут давать локализованные неоднородности, вызывающие резкую трансформацию спектра. Обсуждению указанных эффектов посвящена обширная литература (см., например, ряд статей предыдущего сборника [23] и приведенную в них библиографию). Наиболее важно, что трансформация модового спектра приводит к искажению возбуждаемой источниками суперпозиции мод и, следовательно, к возможным отличиям результирующего спектра $\{\lambda_p\}$ от требуемого распределения. Это означает, что с учетом эффектов трансформации адаптация антенны источников в ПЗК требует специальной коррекции модового состава излучения с целью компенсации их влияния на спектр $\{\lambda_p\}$ принимаемого сигнала. Отметим также, что в ряде ситуаций эволюция спектра мод в канале может приводить к естественному росту когерентности принимаемого сигнала в результате неравномерного затухания мод. Возможность такой ситуации показана далее в разд. 3.1 на примере горизонтальной АР в мелководном ПЗК.

Поскольку универсальные модели эволюции интенсивностей мод отсутствуют в силу большого разнообразия конкретных механизмов трансформации (проявляющихся различным образом в зависимости от дистанции и типа волновода), дальнейший анализ алгоритмов адаптивного управления полями проводится в предположении, согласно которому спектр $\langle |a_m|^2 \rangle$ (диагональные элементы матрицы R_S) сохраняется неизменным при распространении сигнала с излучающей апертуры на приемную.

Анализ фактора \mathcal{J} связан в общем случае с рассмотрением специфических для ПЗК механизмов формирования пространственного спектра акустических шумов, зависящих от частотного диапазона и типа канала. В частности, формирование модового спектра шумов в области низких частот (≤ 300 Гц) обусловлено статистическими эффектами многократного рассеяния звука на неоднородностях океанической среды, которые приводят к равномерному модовому распределению шумов [24]. В этом случае парциальные помехоустойчивости мод определяются распределением мощности сигнала по модам. Напротив, в случае неравномерного модового спектра шумов, характерного для более высоких частот, синтез алгоритмов управления модовым составом излучения требует оценки наименее зашумленных суперпозиций мод с целью повышения помехоустойчивости принимаемого сигнала. Подобный анализ поме-

хоустойчивости приема многомодовых сигналов на фоне многомодовых помех выходит за рамки настоящей статьи и может быть проведен для конкретной ситуации на основе результатов работ [9, 12, 25].

2.2. Алгоритмы адаптивного управления когерентностью поля в волноводе

Важным примером использования изложенного выше адаптивного подхода являются алгоритмы управления полями, ориентированные на достижение заданных состояний когерентности принимаемого сигнала. Наибольший интерес представляют алгоритмы, позволяющие компенсировать влияние случайных неоднородностей канала на информационно-энергетические характеристики принимаемого сигнала путем соответствующего управления модовым составом излучаемого поля [1, 2, 26]. Информационно-энергетические критерии такого управления полем определяются следующим образом:

$$\lambda_1 = \lambda_0, \quad \Omega = \Omega_0, \quad I = I_0, \quad (10)$$

где задаваемые значения λ_0 , Ω_0 и I_0 следующие: $r_{\text{эф}}^{-1} \leq \lambda_0 \leq 1$, $1 \leq \Omega_0 \leq r_{\text{эф}}^{1/2}$, $0 \leq I_0 \leq 1$. Верхние (для λ_0 и I_0) и нижняя (для Ω_0) границы величин (10) отвечают предельному случаю полностью когерентного сигнала, который в случайно-неоднородном канале может быть сформирован только на одной (произвольной) моде.

Очевидно, критерии (10) являются универсальными в смысле используемой модели распространения сигнала. Принципиальная особенность волноводного распространения заключается именно в том, что каждое значение λ_p "формируется" определенной (для данного волновода и расположения приемников) группой мод, а изменение модового состава излучения приводит к трансформации как спектра $\{\lambda_p\}$, так и модовых спектров $\{c_p\}$ апертурных мод принимаемого сигнала. Сходимость спектра $\{\lambda_p\}$ по Ω -критерию оказывается наиболее быстрой, в то время как сходимость по λ_1 -, I -критериям замедляется вследствие большего влияния малых λ_p высоких номеров на величины λ_1 и I . Следовательно, эффективность алгоритмов управления (достижение заданных значений величин (10)) зависит от вклада малых λ_p и отвечающих им мод в результи-

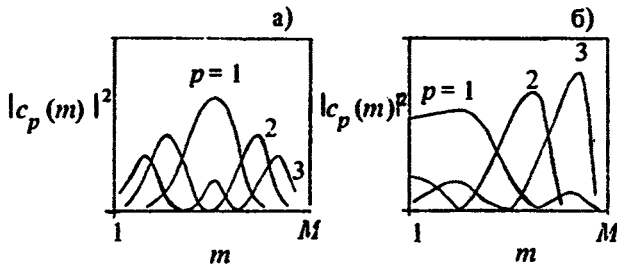


Рис. 1. Модовые спектры мощности $|c_p(m)|^2$ для эквидистантного (а) и неэквидистантного (б) спектров волновых чисел мод

рующую характеристику и модовый спектр сигнала соответственно.

Предложенный ранее [1, 2] алгоритм адаптивного синтеза антенны источников заключается в фокусировке излучаемой мощности в моды, формирующие наиболее мощную апертурную моду (λ_1, m_1, c_1) (1)–(4). При слабых межмодовых корреляциях R_{mp} (2а) спектр $c_1(m)$ полностью определяется фактором Q_{mp} пространственной ортогональности мод, который, в свою очередь, зависит от расположения приемников в канале и спектра волновых чисел мод. Рис. 1 качественно иллюстрирует зависимости спектров мощности $|c_p(m)|^2$ для случая горизонтальной приемной АР в существенно различных ситуациях эквидистантного и неэквидистантного спектров продольных волновых чисел h_m . В обеих ситуациях межмодовые корреляции предполагаются монотонно убывающими с ростом модуля $|m - p|$, при этом корреляционный масштаб Δ меньше ширины главного "лепестка" зависимости $Q_m(p)$ (аналогичной диаграммному множителю для плоских волн). Последнее условие означает, что спектры $\{\lambda_p, c_p\}$ определяются главным образом собственным базисом матрицы Q . Используя результаты работ [10, 11], легко получить отвечающее этому условию ограничение на величину $\Delta h_m = h_m - h_{m+\Delta}$:

$$\frac{\Delta h_m}{k} \sin \nu = \frac{\Delta \kappa_m}{k} \leq \frac{2}{N},$$

где ν — угол на источник сигнала, k — волновое число в свободном пространстве. Очевидно, в случае неэквидистантного спектра h_m указанное ограничение выполняется прежде всего для более "плотных" низких мод.

Отметим, что для вертикальных АР спектры $|c_p(m)|^2$, при тех

же межмодовых корреляциях, могут иметь существенно более сложный вид из-за большей "изрезанности" матрицы Q_{mp} . Последняя объясняется осциллирующими распределениями $u_m(p)$ мод на вертикальных апертурах и возможностью появления боковых максимумов диаграммного множителя $Q_m(p)$ в результате совпадения модовых векторов u_m, u_p для некоторых номеров мод m, p .

Таким образом, априорная оценка фактора ортогональности (разрешения) мод (матрицы Q) позволяет определить требования к числу и расположению приемников с целью повышения величин λ_0, Ω_0 и I_0 при известных значениях коэффициентов энергетической связи парциальных АФР источников с модами волновода дискретного спектра [1, 14, 15].

Перейдем теперь непосредственно к обсуждению алгоритмов адаптивного управления когерентностью поля. Согласно изложенному выше подходу, алгоритмы заключаются в согласованной со средой коррекции модового состава излучения. Последняя достигается с помощью итерационной процедуры сходимости модового спектра поля "на входе" в волновод к такому спектру, которому отвечают требуемые значения величин (10) "на выходе", т. е. на удаленной от источников приемной антенне. В качестве начального (обучающего) поля синтезируется АФР с возможно более широким модовым спектром, поскольку необходимо определить именно ту суперпозицию мод волновода, которая, с учетом указанных выше факторов 1-5 адаптации, позволяет согласовать последующую коррекцию спектра со средой. При наличии априорной информации относительно факторов 1-3 возможна предварительная оптимизация поля подсветки с целью сокращения необходимого числа итераций.

Ключевым моментом являются оценка модового спектра мощности $|c_1(m)|^2$ первой апертурной моды принимаемого сигнала и оптимизация АФР излучателей с целью получения максимального коэффициента передачи излучаемой мощности в указанные моды. Такая фокусировка излучения в модовом пространстве приводит к резкому ослаблению коэффициентов возбуждения тех мод, которые формируют апертурные моды высоких номеров. В результате когерентность сигнала повышается (вырастают величины λ_1 и I , уменьшается величина Ω), при этом указанные приращения тем заметнее, чем шире начальный спектр $\{\lambda_p\}_0$. Повторение итерационной процедуры коррекции излучаемого поля приводит к дальнейшему подавлению мод, нарушающих когерентность сигнала.

При условии, что оптимизация излучателей позволяет сформировать

ровать спектр мощности мод $|c_1(m)|_{j-1}^2$ (j — номер итерации, или цикла адаптации), итерации матрицы $R_S(j)$ принимаемого сигнала имеют вид:

$$R_S(j) = (\text{diag } |c_1(m)|_{j-1}) R_S(j-1) (\text{diag } |c_1(m)|_{j-1}),$$

$$j = 1, 2, \dots, J, \quad (11)$$

где J — число циклов, определяемое требуемыми значениями (10). Условие нормировки, фиксирующее полную мощность мод дискретного спектра, имеет вид

$$\sum_{m=1}^M |c_1(m)|_{j-1}^2 = \text{const}(j). \quad (11a)$$

Алгоритм (11) заключается в адаптивном перераспределении энергии возбуждаемых источником мод, при этом в качестве итерированного распределения на j -м цикле оказывается распределение $|c_1(m)|_{j-1}^2$.

Существенно, что получение оценки спектра $|c_1(m)|_{j-1}^2$ является непростой задачей и требует специальной обработки сигнала S_{j-1} . Обсуждение этого интересного вопроса выходит за рамки настоящей статьи (укажем только работы [27–30], авторы которых рассматривают способы оценки модовых спектров сигналов в ПЗК на основе методов спектрального анализа). Важно поэтому, что в качестве итерированных могут быть использованы другие распределения при сохранении необходимого условия — подавления возбуждения мод, формирующих высокие апертурные моды принимаемого сигнала.

Например, распределение $|F_1(m)|^2$, где $F_1(m) = \sum_{n=1}^N u_m(n) t_1(n)$ — диаграммная функция откликов АФР t_1 на последовательность модовых АФР u_m (аналог угловой диаграммы для плоских волн) [9–11], для определения которого требуется только знание модовой структуры поля на антенне и первого собственного вектора t_1 матрицы когерентности. В этом случае

$$R_S(j) = (\text{diag } |F_1(m)|_{j-1}) R_S(j-1) (\text{diag } |F_1(m)|_{j-1}),$$

$$j = 1, 2, \dots, J, \quad (12)$$

$$\sum_{m=1}^M |F_1(m)|_{j-1}^2 = \text{const}(j). \quad (12a)$$

Поскольку вектор $F_1 = Q c_1$, то при полной ортогональности мод на апертуре алгоритмы (11), (12) совпадают. В общем случае различия векторов c_p и F_p приводят к различной сходимости величин (10) и, следовательно, к разным значениям J .

Важным моментом обсуждаемых алгоритмов является независимость спектров $\{\lambda_p\}_j$ и их интегральных характеристик Ω_j и I_j от регулярных (в том числе начальных) межмодовых фазовых сдвигов. Комплексная амплитуда каждой моды на расстоянии ρ от источника

$$a_m(\rho, t) \sim a_m(0) \varepsilon_m(t) e^{-ik_m \rho}, \quad (13)$$

где $\varepsilon_m(t)$ — случайные функции, корреляции которых определяют структуру матрицы R_S :

$$R_{mp} \sim a_m(0) a_p^*(0) \langle \varepsilon_m \varepsilon_p^* \rangle e^{-i(k_m - k_p)\rho},$$

или

$$R_{mp} \sim (\text{diag } e^{-i(k_m \rho + \psi_m)}) |R_{mp}| (\text{diag } e^{i(k_m \rho + \psi_m)}), \quad (14)$$

где $a_m(0) = |a_m(0)| e^{-i\psi_m}$. Согласно (14), матрицы R_{mp} и $|R_{mp}|$ являются подобными, следовательно, их собственные значения совпадают [31, §7]. В свою очередь,

$$|R_{mp}| \sim |a_m(0)| |a_p(0)| \langle \varepsilon_m \varepsilon_p^* \rangle,$$

где в качестве диагональных элементов $R_{mm} \sim |a_m(0)|^2$ оказываются итерированные распределения. Отмеченное обстоятельство физически связано именно с коррекцией энергетического распределения возбуждаемых мод.

Возвращаясь к указанной выше аналогии с формированием поля в адаптивных ОВФ-резонаторах, отметим, что коррекция пространственной структуры поля в результате итераций приводит к оптимизации передачи мощности излучения в смысле подавления эффектов рассеяния мощности распространяющегося сигнала в апертурные моды высоких номеров.

Следует подчеркнуть, что адаптивный характер обсуждаемых алгоритмов связан с последовательным обучением системы источника — приемники, которое позволяет оптимизировать пространственную (модовую) структуру поля в соответствии с выбранным критерием. В тех ситуациях, когда возможным оказывается возбуждение узкой группы мод, в пределах которой межмодовые корреляции сохраняются на трассе распространения (в предельном случае, как указывалось выше, — одной моды), подобное обучение системы

оказывается излишним в силу высокой начальной когерентности сигнала. Представляется, однако, что в большинстве практических ситуаций, когда излучающая антенна не обладает столь высокой модовой "направленностью" в силу ограниченных размеров апертуры, развиваемый адаптивный подход к задаче формирования многомодовых полей может представлять определенный интерес.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ АЛГОРИТМОВ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯМИ В ПЗК

В настоящем разделе представлены результаты численного моделирования предложенных алгоритмов управления акустическими полями на приемной апертуре для двух различных ситуаций:

- горизонтальная АР в мелководном изоскоростном ПЗК,
- вертикальная АР в глубоководном ПЗК с каноническим профилем показателя преломления.

Цель моделирования заключалась в демонстрации собственно эффекта "когеризации" многомодового сигнала при условии слабых межмодовых корреляций в канале и относительно низкой начальной когерентности на апертуре с заданной геометрией приемников путем управления модовым составом излучения.

В обеих ситуациях использовалась простая эвристическая модель межмодовых корреляций, согласно которой коэффициенты $r(m, p)$ корреляций амплитуд мод (13) имеют вид

$$r(m, p) = \exp\left[-\frac{|m - p|}{\Delta}\right]. \quad (15)$$

Относительно выбора такой модели следует отметить два существенных обстоятельства. Во-первых, модель (15) отражает физически оправданное предположение об уменьшении корреляций с ростом разности номеров мод, которое подтверждается результатами ряда теоретических работ [32–34]. Во-вторых, уточнение модели в рамках указанного предположения не приводит к существенным изменениям старших значений λ_p при условии сохранения корреляционного масштаба Δ [11]. Сам же масштаб $\Delta(p)$ определяется длиной трассы распространения в зависимости от типа ПЗК и типа неоднородностей [32–34]. Наибольшим недостатком используемой модели $r(m, p)$ является пренебрежение зависимостью $\Delta(m)$, которая имеет место в реальных ПЗК вследствие различной эффективности рассеяния мод на неоднородностях океанической среды. Зависимость $\Delta(m)$ приводит к смещениям старших собственных векторов матри-

цы R_s в область наиболее коррелированных мод, что, в свою очередь, приводит к соответствующей трансформации базиса (λ_p, c_p) (2а).

Более широкая программа численных экспериментов, выходящая за рамки настоящей работы, включает последовательное моделирование задач возбуждения волновода (синтеза антенны источников), распространения возбуждаемой суперпозиции мод в канале с заданными статистическими характеристиками, и пространственной фильтрации сигналов, принимаемых на заданную апертуру.

3.1. Адаптивное управление полями на горизонтальной АР

Численное моделирование алгоритмов проводилось для N -элементной эквидистантной $\lambda/2$ -антенны, расположенной в горизонтальной плоскости изоскоростного волновода с абсолютно жестким дном и свободной поверхностью. В данной постановке модовые векторы u_m представляют собой вектор-фазоры плоских волн с шириной $\Delta k = \Delta h \sin \nu$ спектра проекций продольных волновых чисел h_m на ось антенны:

$$U_m(n) = \exp \left[-i\pi \frac{h_m}{k} (n-1) \sin \nu \right]. \quad (16)$$

Отличительная особенность изоскоростного волновода — сильная неэквидистантность спектра h_m , что приводит к характерному затягиванию модовых спектров старших апертурных мод в область малых m (см. рис. 1, б). Очевидным достоинством модели (16) является возможность относительно легкой априорной оценки фактора разрешения мод с использованием аналогии моды — углы, согласно которой многомодовый сигнал может быть интерпретирован как суперпозиция плоских волн с соответствующим спектру h_m угловым спектром ν_m : $\sin \nu_m = (h_m/k) \sin \nu$ [11]. Эта же модель была использована нами в работе [1], где впервые была показана возможность эффективного управления когерентностью поля в случайно-неоднородном волноводе.

Рисунки 2, 3 иллюстрируют алгоритмы (11), (12) при следующих значениях параметров: $M = 16$, $\Delta = 0,1$, $N \sin \nu = 8$. Значение $\Delta = 0,1$ отвечает случаю некоррелированных мод, поскольку недиагональные элементы (15) $r(m, p) \leq e^{-10}$. Тогда для алгоритма (11)

$$R_j = \text{diag} \{ |c_1(m)|_{j-1}^2 \dots |c_1(m)|_0^2 \}, \quad (17a)$$

а спектр мощности возбуждаемых мод

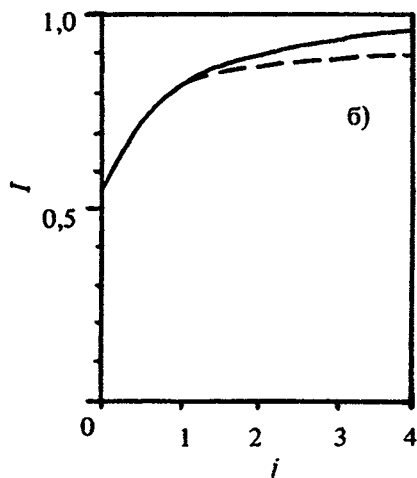
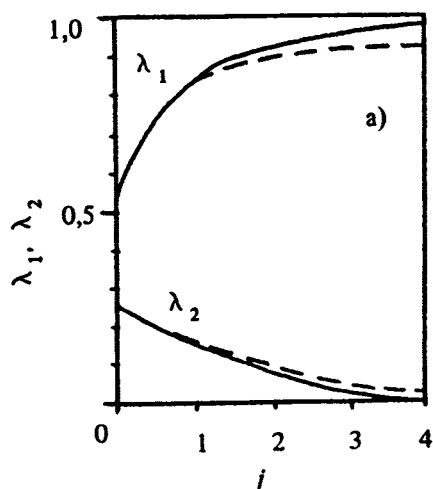


Рис. 2. Зависимости $\lambda_1(j)$, $\lambda_2(j)$ (а) и $I(j)$ (б) для значений параметров $M = 16$, $\Delta = 0, 1$, $N \sin \nu = 8$: — алгоритм (11); - - - алгоритм (12)

$$|a_m(0)|_j^2 = R_j(m, m), \quad (176)$$

В свою очередь, для алгоритма (12)

$$|a_m(0)|_j^2 = R_j(m, m) = |F_1 m|_{j-1}^2 \dots |F_1 m|_0^2. \quad (18)$$

Начальный спектр мощности для обоих алгоритмов задавался равномерным: $R_0(m, m) = 1$, т. е. мощность сигнального поля равномерно распределялась по всем распространяющимся модам.

Из рис. 2 видно, что заметные различия в итерирующих распределениях (см. рис. 3) предложенных алгоритмов не приводят к существенным различиям в их эффективности. Наиболее резкие

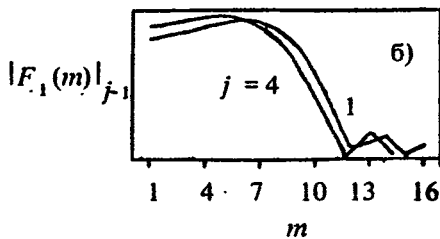
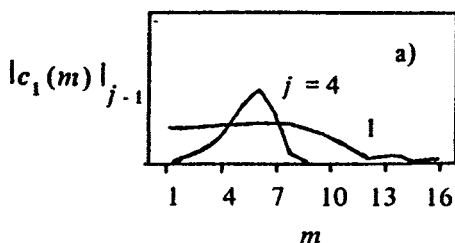


Рис. 3. Итерирующие распределения $|c_1(m)|_{j-1}$ (а) и $|F_1(m)|_{j-1}$ (б) для алгоритмов (11) и (12) соответственно

приращения величин λ_1 , I происходят уже после первой итерации, которая совпадает для обоих алгоритмов; последнее справедливо только для данного случая $R_0 = I_M$, когда $c_{p0} = F_{p0}$ есть собственные векторы матрицы Q согласно (2а). Действительно, из рис. 3, б видно, что первые 10 мод практически не разрешаются, поэтому дальнейшее сужение модового спектра сигнала в результате итераций (17б) (см. рис. 3, а) слабо влияет на спектр $\{\lambda_p\}$. Наиболее существенным фактором, как отмечалось выше, оказывается подавление в спектре сигнала тех мод, которые формируют апертурные моды с номерами $p > 1$ и вызывают тем самым нарушение его когерентности. В данной модели это высокие моды с номерами $m \geq 10$. Возбуждение таких мод приводит, напротив, к выравниванию старших значений λ_p [1].

Таким образом, в случае относительно невысокой разрешающей способности АР возможности эффективного управления когерентностью поля существенно облегчаются тем, что спектр $\{\lambda_p\}$ слабо зависит от распределения мощности сигнала по модам в пределах главного лепестка диаграммы разрешения мод. Это означает, что алгоритм фокусировки мощности излучения в первую апертурную моду сигнала может быть достаточно грубым, если только максимум возбуждения приходится именно на "нужные" моды.

Отметим, что значение параметра $\Delta \leq 0,1$ для реальных мелководных ПЗК отвечает относительно небольшим дистанциям ($\leq 10^2$ км) в диапазоне звуковых частот более 10^2 Гц, при этом основным механизмом декорреляции мод оказывается рассеяние звука на поверхностном волнении [32]. Эффективное обеднение модового спектра излучения в таких каналах, обусловленное многократным рассеянием мощности распространяющихся мод за критический угол волновода, может приводить к значительному сокращению числа M_{ef} и отмеченному выше естественному росту когерентности принимаемого сигнала в случае, если минимум разрешающей способности АР приходится на моды с номерами $m < M_{ef}$. Именно такая ситуация оказывается характерной, поскольку плохо разрешаемые низкие моды обладают, как правило, наименьшими коэффициентами затухания.

3.2. Адаптивное управление полями на вертикальных АР

В данном примере использовалась модель глубоководного ПЗК с каноническим профилем показателя преломления (профилем

Манка) [33, 35], и параметрах $H = 4000$ м (глубина канала), $B = 1000$ м (глубина оси канала), $M = 212$ (для заданной частоты 230 Гц). Программа численных экспериментов для вертикальных АР была более широкой и включала, в качестве предварительной стадии, анализ влияния геометрии АР на спектр $\{\lambda_p\}$ при заданном масштабе Δ ($\Delta \ll M$) (15). Как отмечалось выше, подобное влияние связано с более сложным, в сравнении с (14), осциллирующим характером модовых распределений $u_m(n)$ на вертикальных апертурах.

На указанной предварительной стадии исследовались два типа апертур:

1) малоэлементные разреженные АР ($N \ll M$, $d \gg \lambda/2$, где d — межэлементное расстояние) и

2) малоэлементные $\lambda/2$ -решетки ($N \ll M$). Наиболее существенное отличие таких апертур заключается в различной разрешающей способности в модовом пространстве: с помощью разреженных АР возможно разрешение некоторых мод (число которых $\sim N$), если

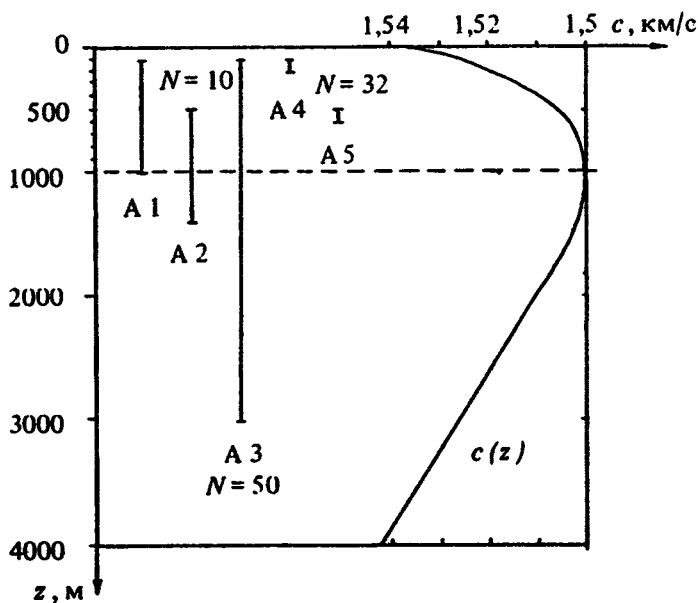


Рис. 4. Вертикальные АР в глубоководном ПЗК с каноническим профилем скорости звука $c(z)$

апертура "захватывает" области их локализации в волноводе. Напротив, $\lambda/2$ -решетки оказываются слабонаправленными в указанном смысле, и для повышения их разрешающей способности необходимо значительное увеличение N . На рис. 4 показаны использованные для анализа апертуры $A1 - A5$: $A1 - N = 10, d = 100$ м, $z_1 = 100$ м, $z_N = 1000$ м; $A2 - z_1 = 500$ м, $z_N = 1400$ м при тех же N, d ; $A3 - N = 50, d = 60$ м, $z_1 = 100$ м, $z_N = 3040$ м; $A4 - N = 32, d = 3,5$ м, $z_1 = 100$ м, $z_N = 208,5$ м; $A5 - z_1 = 500$ м, $z_N = 608,5$ м при тех же N, d . Очевидно, апертуры 1-3 относятся к типу 1, апертуры 4, 5 - к типу 2.

Отметим, что о натуральных гидроакустических экспериментах в глубоком океане с помощью протяженных АР (типа $A1-A3$) сообщалось в работах [28, 29, 36, 37]. Вертикальные $\lambda/2$ -решетки (типа $A4, A5$) также неоднократно использовались в различных акваториях [38, 39].

Кратко результаты моделирования могут быть суммированы следующим образом.

1. Разреженные АР. При некоррелированных модах ($\Delta \leq 1$) значения $\lambda_p \approx \text{const} (p) = 1/N$, "эффективный" ранг (определенный здесь и в дальнейшем на уровне спада $\lambda_p = 0,5\lambda_1$) $r_{\text{эф}} = N$, при этом $\Omega \approx N^{1/2}$, $I \ll 1$. Модовые спектры $c_p(m)$ оказываются сильно осциллирующими, но есть четкие области локализации у огибающей, которым отвечают области локализации пространственных распределений $m_p(n)$ на апертуре. Это означает, что каждая апертурная мода (λ_p, m_p, c_p) формируется определенной группой мод волновода, что позволяет, как и на горизонтальных АР, поставить задачу селективного возбуждения апертурных мод. Предельный случай $\Delta = 0$ интересен также тем, что базис $\{\lambda_p, c_p\}$ совпадает при этом с базисом матрицы Q , а последний, в свою очередь, определяет базис парциальных АФР излучающей антенны при заданной геометрии источников в задаче синтеза поля с требуемым модовым спектром [1, 17, 18].

Повышение масштаба Δ , $1 \ll \Delta \ll M$, приводит к заметному влиянию расположения антенны на спектр $\{\lambda_p\}$ и распределения $c_p(m), m_p(n)$. В частности, при $\Delta = 10$ размещение антенн $A2, A3$ в области оси канала (в области локализации низких мод) приводит к повышению когерентности принимаемого сигнала по сравнению с $A1$ и сглаживанию осцилляций $c_p(m)$, при этом старшие апертурные моды локализуются именно в низких модах.

Отмеченные выводы иллюстрируются таблицей и рис. 5, на котором видно перемещение областей локализации распределений

$m_p(n)$ вдоль апертуры $A3$ при изменении номера p , соответствующее смещениям спектральных максимумов $c_p(m)$.

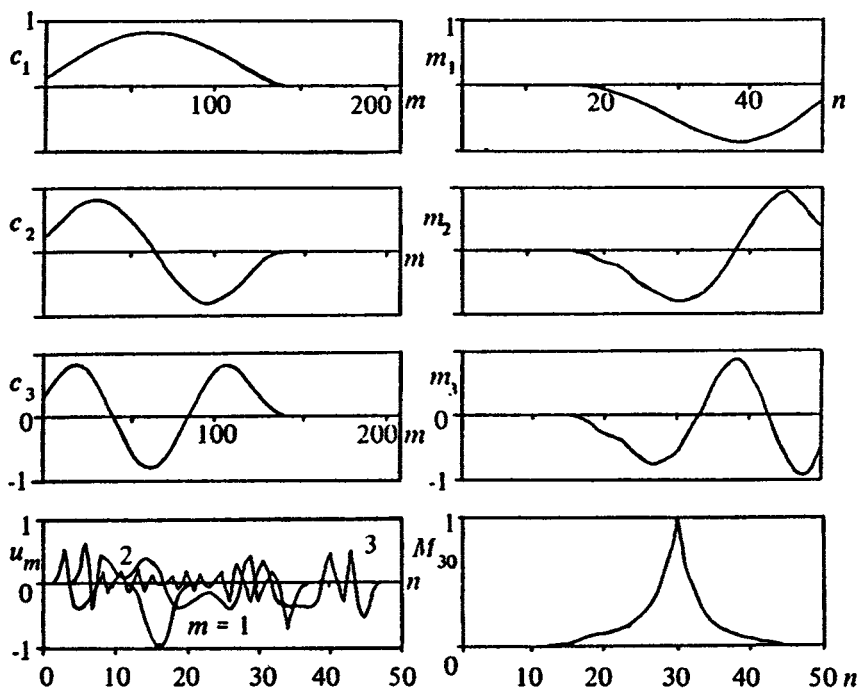


Рис. 5. Модовые спектры $c_p(m)$ и пространственные распределения $m_p(n)$ старших апертурных мод ($p = 1, 2, 3$), модовые распределения $U_m(n)$ ($m = 1, 50, 100$) и нормированная функция когерентности $M_{30}(n)$ для апертуры $A3$ при $\Delta = 10$

Информационно-энергетические характеристики сигналов при различных масштабах Δ для вертикальных апертур $A1 - A5$

	A1				A2				A3				A4				A5			
Δ	λ_1	r_{el}	Ω	I	λ_1	r_{el}	Ω	I	λ_1	r_{el}	Ω	I	λ_1	r_{el}	Ω	I	λ_1	r_{el}	Ω	I
0	0,12	10	2,7	0,00	0,11	10	2,9	0,00	0,03	48	5,3	0,00	0,20	5	2,1	0,49	-	-	-	-
10	0,16	8	2,1	0,15	0,56	1	1,1	0,33	0,15	4	1,9	0,22	0,20	5	2,2	0,48	0,13	8	2,6	0,38
100	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,30	5	1,5	0,48	0,22	7	1,6	0,39

2. Слабонаправленные $\lambda/2$ -антенны. Резкое уменьшение разрешающей способности АР в результате сокращения размеров апертуры приводит к уменьшению величин $\text{gain } Q$, r_{ef} (при этом $1 \ll r_{\text{ef}} \leq \text{gain } Q \ll N$), относительному росту λ_1 и соответствующим изменениям величин Ω , I (см. таблицу). Однако даже существенное увеличение масштаба Δ не приводит к значительному росту когерентности сигнала, поскольку сохраняются соотношения $\lambda_1 \ll 1$, $r_{\text{ef}} \gg 1$. При этом перемещение апертуры по глубине слабо влияет на обсуждаемые характеристики сигнала, поскольку не приводит к заметным изменениям разрешающей способности.

Отмеченные свойства коротких слабонаправленных антенн указывают на то, что для таких антенн адаптивное управление полем излучения оказывается, по существу, единственным способом повышения когерентности принимаемого сигнала в случае $\Delta \ll M$. Согласно расчетам [33] такие масштабы межмодовых корреляций в глубоководном ПЗК характерны для дистанций более 10^2 км (в диапазоне частот ниже 300 Гц).

Перейдем теперь к результатам моделирования адаптивного алгоритма (11), которое проводилось для апертуры А4 при значении параметра $\Delta = 0$ (некоррелированные моды). Начальные значения λ_1 , r_{ef} , Ω , I приведены в таблице. Рис. 6, а показывает изменение трех старших значений $\lambda_{1,2,3}(j)$ в результате итераций, а рис. 6, б — соответствующее изменение величин $\Omega(j)/\Omega(0)$ и I . Сплошные линии на обоих рисунках отвечают алгоритму (11) фокусировки излучения в старшую апертурную моду (m_1, c_1), пунктирные линии — скорректированному алгоритму, где в качестве итерирующего распределения $c_1(m)$ использовалось

$$\tilde{c}_1(m) = \begin{cases} |c_1(m)|, & 100 \leq m \leq 130, \\ 0, & m < 100, m > 130. \end{cases} \quad (19)$$

Из рис. 7 видно, что такая коррекция позволяет вырезать "хвосты" в спектре $c_1(m)$, приходящиеся на высокие моды ($m \geq 130$), с сохранением главной области его локализации, которая приходится на средние моды с номерами $100 \leq m \leq 130$. Это приводит к лучшей сходимости спектра $\{\lambda_p\}_j$ по критериям (10), поскольку дополнительное сужение итерирующего распределения только повышает когерентность сигнала.

Таким образом, численное моделирование предложенных адаптивных алгоритмов показывает принципиальную возможность эффективного управления пространственной когерентностью акусти-

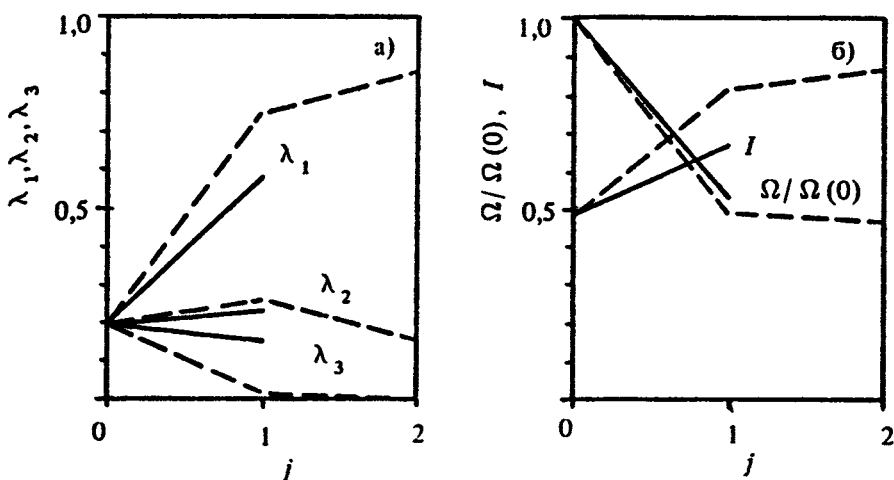


Рис. 6. Зависимости $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3(j)$ (а) и $\Omega(j)/\Omega(0), I(j)$ (б) для апертуры A_4 при $\Delta = 0$: — алгоритм (11); - - - алгоритм (19)

ческих сигналов в случайно-неоднородных океанических волноводах при различных ориентациях приемной антенны. Эффективность алгоритмов определяется быстрой (за 1–2 цикла адаптации) трансформацией спектра $\{\lambda_p\}_j$, означающей локализацию мощности принимаемого сигнала в первой апертурной моде $(\lambda_1, m_1, c_1)_j$ и повышение его когерентности в процессе адаптивной коррекции модового состава излучения.

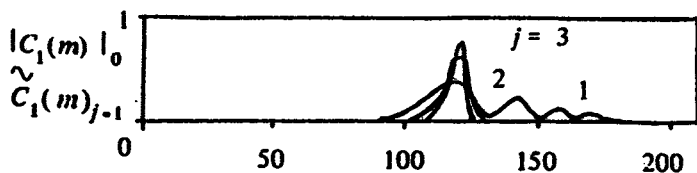


Рис. 7. Итерирующие распределения $|c_1(m)|_{j-1}$ (при $j = 1$) и $c_1(m)_{j-1}$ (при $j = 2, 3$) для алгоритмов (11) и (19) соответственно

В работе рассмотрен адаптивный подход к решению задачи формирования акустических полей в океанических волноводах, позволяющий синтезировать поля на приемной апертуре с согласованной со средой распространения модовой структурой. Предложены универсальные информационно-энергетические критерии управления когерентными свойствами многомодовых акустических сигналов в ПЗК. С точки зрения приложений, задача адаптивного управления полем сводится к оптимизации модовой структуры излучения с учетом статистических эффектов распространения и модового состава помех на удаленной от источников приемной апертуре.

Алгоритмы указанной оптимизации определяют собственным базисом матрицы когерентности сигнала на приемной апертуре (базисом апертурных мод). Наиболее важный момент заключается в том, что влияние модового состава излучения на информационно-энергетические характеристики полезного сигнала существенно зависит от масштаба межмодовых корреляций и пространственного разрешения мод. Ответ на вопрос о том, возбуждение каких именно мод дает определяющий вклад, позволяет сформулировать алгоритмы коррекции модового состава излучения с целью управления когерентными свойствами сигнального поля на удаленной от источников апертуре. Последние оказываются принципиальным фактором, определяющим "иерархию" алгоритмов пространственной обработки — их относительную сложность и предельные характеристики обнаружения.

Численное моделирование предложенных алгоритмов адаптивного управления полями при различном расположении приемников в каналах мелководного и глубоководного типов показало их высокую эффективность в наиболее интересных ситуациях, когда масштабы межмодовых корреляций, определяемые статистическими эффектами рассеяния мод на случайных неоднородностях среды, много меньше общего числа распространяющихся мод.

Авторы признательны Н. А. Завольскому за предоставленную программу расчета собственных функций океанических волноводов, использованную в разд. 3.2. Финансирование работы было частично поддержано грантом Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-16043) и грантами Фонда Сороса (США), выделенными Американским физическим обществом двум авторам работы (А.И.М. и В.И.Т.) в 1993 г.

Приложение

Информационно-энергетические характеристики многомодовых сигналов: анализ

Поскольку число M мод является "внешним" параметром задачи, характеризующим размерные свойства волновода в заданном диапазоне частот, остановимся подробнее на анализе зависимостей величин Ω , H , I от числа N элементов АР. Указанные зависимости есть, по существу, зависимости обсуждаемых характеристик от разрешающей способности АР в модовом пространстве, и в общем случае определяются не только числом, но и расположением приемников в канале (последнее замечание относится прежде всего к вертикальным АР). Здесь термин "разрешение мод" понимается в смысле ортогональных свойств модовых векторов u_m на апертуре, т. е. согласованной пространственной фильтрации мод.

Наибольший интерес для анализа представляет случай достаточно слабых корреляций мод (масштаб корреляций $\Delta \ll M$), поскольку при $\Delta \sim M$ имеем $\Omega \approx 1$, $I \approx 1$ вне зависимости от числа N .

Согласно результатам работ [10–12], с ростом пространственного разрешения мод расширяется спектр апертурных мод и растут коэффициент усиления $\Omega(N)$ и энтропия $H(N)$. Отличие зависимостей $\Omega(N)$ и $H(N)$ определяется существенно различным вкладом малых собственных значений $\lambda_p \ll 1$. Если величина Ω (5) определяется, главным образом, старшими значениями λ_p , для которых выполняется условие $(\lambda_p / \lambda_1)^2 \geq 10^{-1}$, то заметный вклад в величину H (6) дают малые значения λ_p , для которых указанное соотношение может составлять величину порядка 10^{-2} . Такой характер зависимости энтропии поля от распределения λ_p есть следствие немонотонности функции $\lambda_p \log_2 \lambda_p$, показанной на рис. П1. Видно, что слагаемые суммы (6) с малыми $\lambda_p \ll 1$ дают такой же вклад, как и слагаемые с наибольшими $\lambda_p \sim 1$, в то время как основной вклад дают значения $\lambda_p \approx e^{-1}$.

Указанное отличие влияния малых λ_p на величины Ω и H означает, что на начальном участке зависимость $H(N)$ растет быстрее, чем $\Omega(N)$, поскольку расширение спектра λ_p начинается с появления маловероятных ($\lambda_p \ll \lambda_1 \sim 1$) состояний. Заметный рост

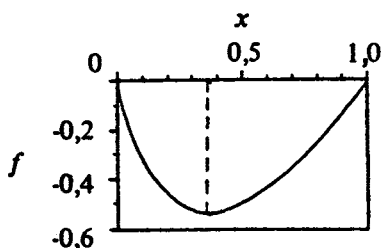


Рис. III. Функция $f(x) = x \log_2 x$ на отрезке $0 \leq x \leq 1$

($\Omega, H \approx \text{const}(N)$), и в асимптотике полного разрешения модовой структуры сигнала величины Ω, H, I не зависят от размеров апертуры. Асимптотические значения $\Omega(\infty), H(\infty)$ и $I(\infty)$ определяются спектром собственных значений η_m матрицы R_S межмодовых корреляций. В предельном случае некоррелированных мод ($R_S = \text{diag } \sigma_m, \eta_m = \sigma_m$) значения $\Omega(\infty), H(\infty), I(\infty)$, находятся исключительно распределением интенсивностей σ_m мод, которое зависит от коэффициентов возбуждения мод источником (начального распределения) и от эффектов трансформации энергетического спектра мод в волноводе. При неравномерном распределении интенсивностей σ_m и (или) частичных межмодовых корреляциях при любых N выполняются условия $\Omega < M^{1/2}, H < \log_2 M, I > 0$. Это означает, что величина $I(\infty)$ есть принципиальное ограничение снизу на степень детерминированности в данном волноводе для заданного распределения коэффициентов возбуждения мод источником, которое характеризует упорядоченность суперпозиции отдельных мод, формирующих поле на приемной апертуре.

Таким образом, информационно-энергетические характеристики многомодового сигнала являются монотонными функциями разрешающей способности АР. С выходом на асимптотику полного разрешения мод они перестают зависеть от размеров (и заполнения) апертуры и определяются непосредственно условиями возбуждения и распространения сигнального поля — энергетическим спектром мод и межмодовыми корреляциями. Экстремальные значения $\Omega_{\max} = M^{1/2}, H_{\max} = \log_2 M, I_{\min} = 0$ достигаются в случае одновременного выполнения трех (в общем случае независимых) условий:

$\Omega(N)$, в свою очередь, начинается только при таких N , когда старшие λ_p становятся сравнимыми между собой. Необходимым условием для этого является разрешение нескольких слабокоррелированных мод (или групп мод) в спектре сигнала.

С дальнейшим ростом разрешающей способности АР (увеличением N) обе зависимости $\Omega(N), H(N)$ выходят на участок "насыщения"

равномерного энергетического спектра мод ($\sigma_m = \text{const}(m)$), отсутствия межмодовых корреляций ($R_S = \text{diag } \sigma_m$) и полного разрешения ($Q \sim I_M$) мод на приемной апертуре.

Качественный анализ информационно-энергетических характеристик многомодового поля подтверждается результатами численного моделирования. Постановка задачи моделирования была аналогичной постановке [11]: определялись энтропия и степень детерминированности сигнала, принимаемого на эквидистантную $\lambda/2$ -антенну, расположенную в горизонтальной плоскости волновода с абсолютно отражающими границами под углом ν на источник (см. также разд. 3.1).

На рис. П2 показаны зависимости $\Omega(N)$ (а) и $I(N)$ (б) при существенно разных масштабах Δ экспоненциальной функции межмодовых корреляций ($\Delta = 0,1$ — кривая 1, $\Delta = 1$ — кривая 2, $\Delta = 10$ — кривая 3) для случая $M = 3$. Сравнительно маломодовые ситуации интересны тем, что удовлетворительное разрешение мод достигается при умеренных числах N . Следствием этого, как отмечалось выше, оказывается появление характерного участка "насыщения", при этом предельные величины $\Omega_{\max}(\Delta)$, $I_{\min}(\Delta)$ (пунктирные линии) рассчитываются по спектру матрицы R_S . Хорошее разрешение мод в данном случае достигается уже при значениях $N \sin \nu \sim 10$, когда для первых двух мод величина $N \Delta \kappa_{12} \geq 2\pi/\lambda$ (отметим, что $\Delta \kappa_{23} = 2 \Delta \kappa_{12}$). Из сравнения зависимостей $\Omega(N)$ и $I(N)$ видно также, что для "насыщения" $\Omega(N)$ необходимы существенно большие размеры апертуры (лучшее разрешение мод).

На рис. П3 зависимости $\Omega(N)$ (а) и $I(N)$ (б) при тех же значениях параметра Δ показаны для случая $M = 16$. В результате увеличения числа мод разрешающая способность АР резко уменьшается и даже при $N \sin \nu = 32$ оказывается явно недостаточной для ортогонализации большинства мод. Например, при $N \sin \nu = 8$ разрешаются только последние две моды ($m = 15, 16$), в то время как первые 10 мод ($m \leq 10$) не разрешаются вообще; при $N \sin \nu = 32$ разрешение отдельных мод спектра соответствует номерам $m \geq 10$, а число неразрешаемых низких мод сокращается до пяти. В свою очередь, для полной ортогонализации мод необходимы на порядок большие размеры апертуры ($N \sin \nu \geq 300$) согласно оценкам разрешения мод [11]. Пунктиром на рис. П3, б отмечены асимптотические значения $I_{\min}(1)$ (нижний пунктир) и $I_{\min}(10)$ (верхний пунктир). Заметное уменьшение значений $I_{\min}(\Delta)$ по сравнению со случаем

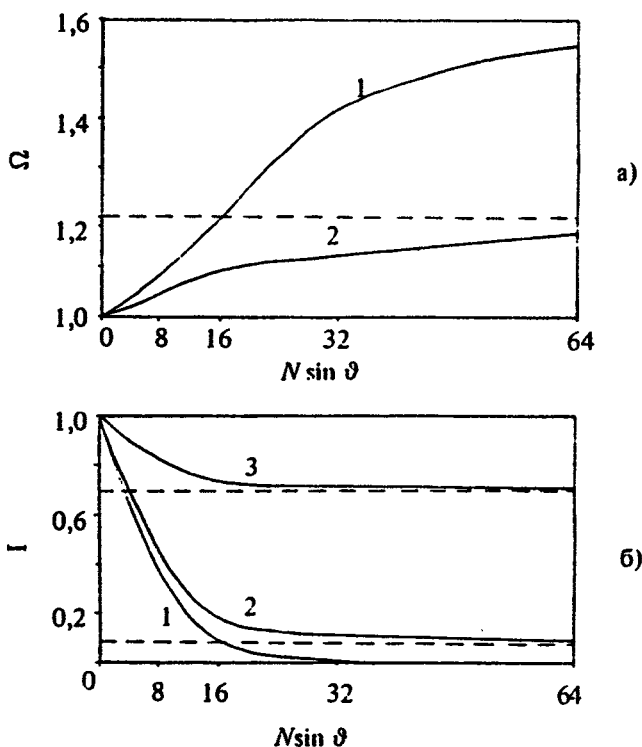


Рис. 12. Зависимости $\Omega(N \sin \vartheta)$ (а) и $I(N \sin \vartheta)$ (б) при различных масштабах Δ межмодовых корреляций: 1 — $\Delta = 0$; 2 — $\Delta = 1$; 3 — $\Delta = 10$. Число мод $M = 3$

$M = 3$ связано с уменьшением относительного масштаба Δ/M межмодовых корреляций. Аналогично, значения $\Omega_{\max}(\Delta)$ также заметно возрастают с ростом M : $\Omega_{\max}(0,1) = 4$, $\Omega_{\max}(1) = 2,2$.

Наибольший практический интерес при $M \gg 1$ представляют, однако, ситуации частичного разрешения модовой структуры поля. В таких ситуациях зависимости информационно-энергетических характеристик от параметров задачи представляются менее очевидными и имеют ряд интересных особенностей, которые объясняются конкуренцией двух противоположных по своему влиянию физических факторов, связанных с соотношениями параметров $N \sin \vartheta$, M , Δ — уменьшением относительного масштаба межмодовых корреляций (параметра Δ/M) и уменьшением разрешающей способности

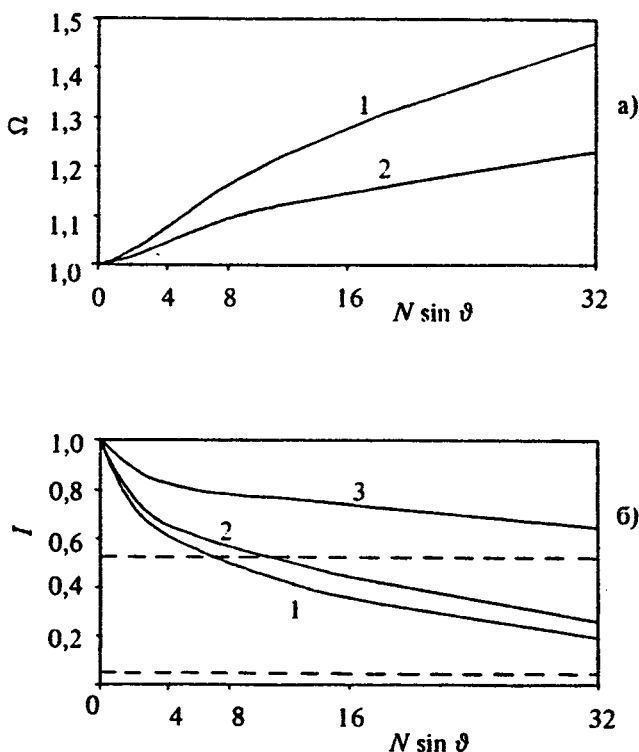


Рис. ПЗ. Те же зависимости, что и на рис. 2, но при $M = 16$

(фактически уменьшением отношения N/M^2) с ростом числа мод. Первый из указанных факторов приводит к расширению спектра $\{\eta_m\}$ матрицы R_S , а второй фактор — к росту степени вырождения матрицы Q . Чем больше приращение M , тем большее приращение $N \sin \vartheta$ необходимо для того, чтобы уменьшение Δ/M привело к расширению спектра $\{\lambda_p\}$, росту Ω и уменьшению I .

В свою очередь, зависимости $\Omega(\Delta)$ и $I(\Delta)$ при любом соотношении параметров ($N \sin \vartheta$, M) оказываются монотонными — увеличение масштаба Δ приводит, очевидно, только к уменьшению Ω и росту I . Влияние масштаба Δ наиболее существенно в ситуациях, когда: 1) отношение $\Delta/M \ll 1$ и 2) размеры апертуры АР достаточно велики для того, чтобы "увидеть" изменение Δ (декорреляция нераз-

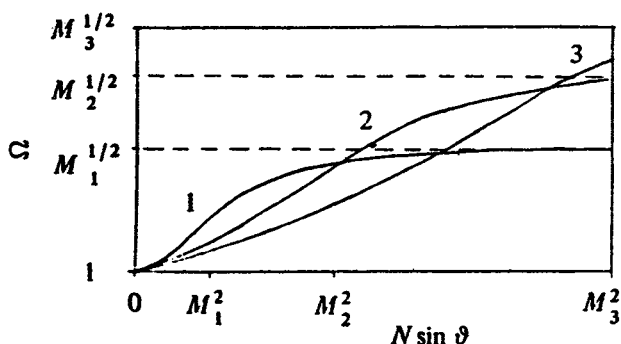


Рис. П4. Зависимости $\Omega(N \sin v)$ при малых масштабах $\Delta \leq 1$ и разных числах мод: $M_1 < M_2 < M_3$ (кривые 1, 2, 3 соответственно)

решаемых мод практически не влияет на спектр $\{\lambda_p\}$). Следовательно, влияние параметра Δ/M , характеризующего "заселенность" матрицы R_S , на интересующие нас характеристики поля неоднозначно и зависит от того, какой именно параметр — Δ (длина трассы распространения) или M (ширина модового спектра сигнала в заданном диапазоне частот) — оказывается переменным.

На основании результатов моделирования могут быть построены качественные зависимости $\Omega(N \sin v)$, $I(N \sin v)$ в широкой области значений аргумента, достаточной для иллюстрации влияния указанных физических факторов.

На рис. П4 показаны качественные зависимости $\Omega(N \sin v)$ для случая малых $\Delta \leq 1$ (при этом $\Omega_{\max} \sim M^{1/2}$) и разных M : $M_1 < M_2 < M_3$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). С ростом Δ все кривые монотонно приближаются к значению $\Omega = 1$. На рис. П5 показаны качественные зависимости $I(N \sin v)$ как при малых $\Delta \leq 1$ ($I_{\min} \approx 0$), так и при $\Delta \geq 1$ ($I_{\min} = I_{\min}(M, \Delta)$) и убывает с ростом M), и таком же соотношении $M_1 < M_2 < M_3$. Отметим, что масштаб "насыщения" зависимостей ($N \sin v \geq M^2$) относится именно к заданному спектру волновых чисел h_m изоскоростного канала и оценке разрешения мод [11]. Для эквидистантного спектра h_m соответствующий масштаб уменьшается до величины $N \sin v \sim M$.

Таким образом, анализ информационно-энергетических характеристик многомодовых полей показывает, что наиболее важные зависимости последних от параметров задачи могут быть оценены на основе априорных представлений относительно условий распро-

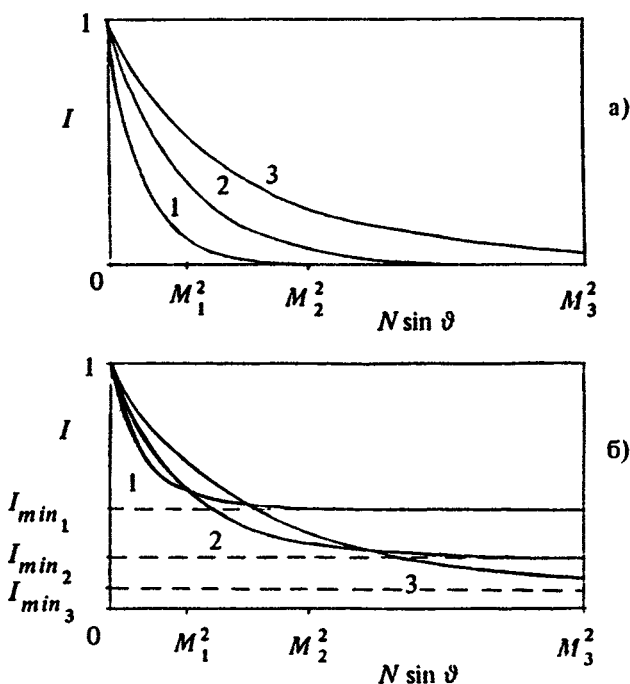


Рис. 15. Зависимости $I(N \sin \nu)$ при масштабах $\Delta \leq 1$ (а) и $1 \leq \Delta \ll M$ (б) и разных числах мод: $M_1 < M_2 < M_3$ (кривые 1, 2, 3 соответственно)

странения полей и расположения антенны в волноводе. Вместе с тем определение конкретных величин Ω , H , I предполагает получение достоверных оценок спектра собственных значений λ_p матрицы когерентности, что, в свою очередь, зависит от стационарности когерентных свойств принимаемого сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Городецкая Е. Ю., Малеханов А. И., Таланов В. И., Фикс И. Ш. Синтез и анализ акустических полей в океане // Формирование акустических полей в океанических волноводах / Под ред. В. А. Зверева Горький: ИПФ АН СССР. 1991. С. 9 - 31.

2. Malekhanov A. I., Talanov V. I. An adaptive approach to antenna synthesis in multimode waveguides // Proc. URSI Internat. Symp. Signals,

Systems and Electronics (Paris, 1992). P. 596 - 599.

3. Фу К. Последовательные методы в распознавании образов и обучении машин. М.: Наука, 1971. 256 с.

4. Кловский Д. Д., Сойфер В. А. Обработка пространственно-временных сигналов. М.: Связь, 1976. 208 с.

5. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции, Т. 1 / Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1972. 744 с.

6. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.

7. Лукьянов Д. П., Корниенко А. А., Рудницкий Б. Е. Оптические адаптивные системы / Под ред. Д. П. Лукьянова. М.: Радио и связь, 1989. 240 с.

8. Проблемы антенной техники / Под ред. Л. Д. Бахраха, Д. И. Воскресенского. М.: Радио и связь, 1989. 386 с.

9. Малеханов А. И., Таланов В. И. Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 891 - 897.

10. Малеханов А. И. Об оптимальной пространственной обработке сигналов в многомодовых волноводах: Препринт № 266. Горький: ИПФ АН СССР, 1990.

11. Городецкая Е. Ю., Малеханов А. И., Таланов В. И. Моделирование оптимальной пространственной обработки сигналов в океанических волноводах // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 6. С. 1044 - 1051.

12. Малеханов А. И., Серебряков Г. В. Помехоустойчивость оптимальной пространственной обработки полей дискретного спектра // Радиотехн. и электрон. 1993. Т. 38, № 6. С. 1069 - 1980.

13. Morgan D. R., Smith T. M. Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with application to large-array matched-field beamforming // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. V. 87, № 2. P. 737 - 747.

14. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику / Пер. с англ. М.: Мир, 1966. 244 с.

15. Томсон Д. Дж. Спектральное оценивание и гармонический анализ // ТИИЭР. 1982. Т. 70, № 9. С. 171 - 219.

16. Хургин Я. И., Яковлев В. П. Финитные функции в физике и технике. М.: Наука, 1971. 408 с.

17. Таланов В. И. О синтезе антенн в многомодовых волноводах // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 7. С. 872 - 879.

18. Вдовичева Н. К., Таланов В. И., Фикс И. Ш., Шерешевский И. А. Вариационный подход к задаче синтеза антенн в океанических волноводах // Акустика океанской среды / Под ред. Л. М. Бреховских, И. Б. Андреевой. М.: Наука, 1989. С. 169 - 178.

19. Татарский В. И. Адаптивные системы и когерентность. I, II // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, № 7. С. 861 - 883.

20. Бондаренко Н. Г., Таланов В. И. Некоторые вопросы теории квазиоптических систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7, № 2. С. 313.

21. Манишин В. Г., Пасманик Г. А. К вопросу об оптимальной коррекции оптического излучения, распространяющегося в линейной неоднородной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, № 8. С. 986 - 992.

22. Беспалов В. И., Манишин В. Г., Пасманик Г. А. Адаптивное возбуждение оптического излучения в резонаторах с зеркалами, обращаю-

щими волновой фронт // *Нелинейные волны: Самоорганизация*. М.: 1983. С. 143 - 159.

23. Формирование акустических полей в океане / Под ред. В. А. Зверева. Горький: ИПФ АН СССР, 1991. 231 с.

24. *Артельный В. В., Диденкулов И. Н., Раевский М. А.* Низкочастотные динамические шумы в случайно-неоднородном океане // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34, № 1. С. 12 - 18.

25. *Малеханов А. И.* Некогерентная пространственная фильтрация мод в случайно-неоднородном океаническом волноводе // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38, № 5. С. 898 - 904.

26. *Городецкая Е. Ю., Малеханов А. И.* Информационно-энергетические критерии управления акустическими полями в подводных звуковых каналах // *Акустический мониторинг сред: 2-я сессия Российского Акустического общества / Акуст. ин-т. М., 1993. С. 180.*

27. *Shang E. C., Wang H. P., Huang Z. Y.* Waveguide characterization and source localization in shallow water waveguides using Prony method // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1988. V. 83, № 1. P. 103 - 108.

28. *Yang T.C.* Effectiveness of mode filtering: A comparison of matched-field and matched-mode processing // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1990. V. 87, № 5. P. 2072 - 2084.

29. *Воронович А. Г., Гончаров В. В., Чепурин Ю. А.* Измерение спектра мод низкочастотного звукового поля в условиях глубокого моря // *ДАН*, 1991. Т. 317, № 3. С. 723 - 727.

30. *Chouhan H. M., Anand G. V.* A new technique of acoustic mode filtering in shallow water // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1991. V. 89, № 2. P. 735 - 744.

31. *Воеводин В. В., Кузнецов Ю. А.* Матрицы и вычисления. М.: Наука, 1984. 320 с.

32. *Нечаев А. Г.* Затухание интерференционной структуры акустического поля в океане со случайными неоднородностями // *Акуст. журн.* 1987. Т. 33, № 3. С. 535 - 538.

33. *Вировлянский А. Л., Костерин А. Г., Малахов А. Н.* Флуктуации мод в каноническом подводном звуковом канале // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35, № 2. С. 229 - 235.

34. *Артельный В. В., Раевский М. А.* Межмодовые корреляции акустического поля в волноводе со случайными объемными неоднородностями // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35, № 5. С. 774 - 778.

35. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана Л.: Гидрометеиздат, 1982. С. 774.

36. *Sotirin B. J., Hildebrand J. A.* Acoustic navigation of a large-aperture array // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1990. V. 87, № 1. P. 154 - 167.

37. *Tran J.-M. Q. D., Hodgkiss W. S.* Sound-speed profile inversion using a large aperture vertical line array // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1993. V. 93, № 2. P. 803 - 812.

38. *Абросимов Д. И., Авербах В. С., Долин Л. С. и др.* Экспериментальное исследование низкочастотных звуковых полей в океане и оценка возможностей прогнозирования их характеристик // *ДАН*. 1988. Т. 299, № 2. С. 477 - 481.

39. *Baggeroer A. B., Kuperman W. A., Schmidt H.* Matched-field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1988. V. 83, № 2, P. 571 - 587.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОКЕАНА СО ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А. Г. Сазонтов, В. А. Фарфель

Как известно, основная идея акустической томографии океана заключается в использовании высокой степени чувствительности параметров звукового поля к различного рода неоднородностям среды в качестве инструмента для исследования внутренней структуры океана. Один из способов такой томографии основан на измерении времени прихода импульсной волны, прошедшей через исследуемую акваторию по различным трассам [1]. Для повышения помехоустойчивости приема на практике обычно вычисляется свертка принятого сигнала с копией излученного (процедура согласованной фильтрации). Формируемая на выходе устройства временной обработки функция неопределенности используется для оценки времени прихода сигнала. Увеличение длительности и полосы зондирующего импульса приводит к повышению отношения сигнал/шум. Однако на этом пути есть предел, устанавливаемый раскорреляцией звукового поля из-за рассеяния на неоднородностях океанической среды. В отсутствие эффектов регулярной рефракции анализ влияния крупномасштабных флуктуаций показателя преломления на качество временной фильтрации проведен в работе [2]. Отметим также, что особенности поведения отклика согласованного фильтра на однократно рассеянное поле и вопросы диагностики неоднородностей в волноводе обсуждались в статье [3].

В настоящей работе применительно к приповерхностному звуковому каналу с нерегулярной границей рассматривается акустическая часть томографической проблемы, заключающаяся в нахождении формы регистрируемого импульса, определении времени прихода волны и оценке точности измерения этого времени.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим открытый к поверхности волноводный канал, рассеяние звука в котором происходит в основном на статистически неровной акустически мягкой границе $z = \zeta(r, t)$ ($r = (x, y)$ — горизонтальный радиус-вектор, z — вертикальная координата, t — время). Будем предполагать, что случайное поле ζ является гауссовым с нулевым математическим ожиданием и характеризуется пространственно — временной корреляционной функцией B_ζ :

$$\langle \zeta(r, t) \zeta(r + q, t + \tau) \rangle = B_\zeta(q, \tau).$$

Угловые скобки означают усреднение по статистическому ансамблю. Для определенности все последующие расчеты будут выполнены применительно к зимним гидрологическим условиям северо-западной части Тихого океана для широты 45° (рис. 1) с использованием в качестве B_ζ спектральной модели Пирсона—Московитца.

Пусть звуковое поле создается ненаправленным источником, находящимся в точке с координатами $(0, z_0)$ и излучающим узкополосный импульсный сигнал с несущей частотой ω_0 вида

$g(t) = e^{-t/\omega_0} S(t)$. Этот сигнал, пройдя случайную трассу распространения, регистрируется в приемном устройстве обработки (положение которого характеризуется радиусом-вектором (r, z)), представляющем собой согласованный фильтр, настроенный на огибающую излученного импульса $S(t)$.

При анализе корреляционных характеристик отклика фильтра будем считать неровности границы невысокими и пологими, а характерную частоту спектра B_ζ малой по сравнению с ω_0 .

Комплексную амплитуду поля звукового давления $p(r, z, t)$ вдали от импульсного источника представим в виде

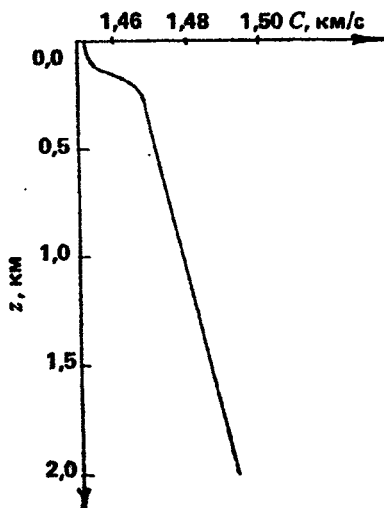


Рис.1. Верхняя часть профиля скорости звука, используемого при расчетах

$$p(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t} \sum_{n=1}^{M(\omega)} p_n(r, \omega, t) \varphi_n(z, \omega). \quad (1)$$

Здесь $g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{i\omega t} dt$ — частотный спектр входного сигнала;

$\varphi_n(z, \omega)$ — ортонормированные собственные функции регулярного волновода, отвечающие собственным значениям $k_n^2(\omega)$; M — число распространяющихся мод.

Коэффициенты разложения $p_n(r, \omega, t)$ подчиняются уравнению для связанных нормальных волн, следующему из исходного уравнения Гельмгольца с линеаризованными граничными условиями:

$$(\Delta_{\perp} + k_n^2) p_n = \varphi_n(z_0, \omega) \delta(r) - \sum_{m=1}^M V_{nm}(r, \omega, t) p_m,$$

где $V_{nm}(r, \omega, t)$ — матричный коэффициент межмодового взаимодействия (зависящий от t как от параметра), равный (см., например, [4])

$$V_{nm}(r, \omega, t) = \frac{d\varphi_n(0, \omega)}{dz} \frac{d\varphi_m(0, \omega)}{dz} \zeta(r, t).$$

Нас будут интересовать корреляционные характеристики импульсной волны, выражающиеся через второй момент акустического поля давления:

$$B_p(r_1, z_1, t_1; r_2, z_2, t_2) = \langle p(r_1, z_1, t_1) p^*(r_2, z_2, t_2) \rangle.$$

В многомодовом волноводе, с учетом представления (1), для $B_p(\cdot)$ получим

$$B_p(r_1, z_1, t_1; r_2, z_2, t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 g(\omega_1) g^*(\omega_2) \Gamma e^{-i\omega_1 t_1 + i\omega_2 t_2}, \quad (2)$$

где $\Gamma(\cdot)$ — двухчастотная функция когерентности, определяемая посредством

$$\Gamma(r_1, z_1, \omega_1, t_1; r_2, z_2, \omega_2, t_2) = \sum_{n, m} \Gamma_{nm}(1, 2) \varphi_n(z_1, \omega_1) \varphi_m(z_2, \omega_2),$$

$$\Gamma_{nm}(1, 2) = \langle p_n(1) p_m^*(2) \rangle. \quad (3)$$

Цифры 1 и 2 в аргументе Γ_{nm} означают, соответственно, совокупности переменных r_1, ω_1, t_1 и r_2, ω_2, t_2 .

Таким образом, задача о распространении и рассеянии импульса в волноводном канале сводится к нахождению двухчастотной функции взаимной когерентности мод Γ_{nm} .

ДВУХЧАСТОТНАЯ ФУНКЦИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ ПОЛЯ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Двухчастотная функция когерентности играет ключевую роль при анализе задачи рассеяния импульсных сигналов в случайно-неоднородной среде [5]. Именно она позволяет описать корреляционные характеристики импульсной волны, прошедшей через слои с крупномасштабными неоднородностями акустического показателя преломления, и оценить полосу и время когерентности поля.

При наличии регулярного волноводного канала эта характеристика была рассчитана в работах [6, 7] вдоль отдельного луча, соединяющего источник с приемником, с помощью метода интегрирования по траекториям. Определение степени частотной когерентности поля при многомодовом распространении требует, как отмечалось выше, знания величин Γ_{nm} . В работах [8, 9] для матрицы Γ_{nm} , определяемой в двух точках $r_1 = (x, y_1)$, $r_2 = (x, y_2)$ в плоскости $x = \text{const}$ и в два момента времени t_1 и t_2 , была выведена система уравнений переноса излучения

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial x} - ik_{nm}^- - i\xi_{nm}^+ \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial R} - \frac{i}{2} \xi_{nm}^- \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{4} \frac{\partial^2}{\partial R^2} \right] \right\} \Gamma_{nm}(1, 2) =$$

$$= - \frac{1}{2} [\sigma_n(\omega_1) + \sigma_m(\omega_2)] \Gamma_{nm}(1, 2) +$$

$$+ \sum_{n', m'} A_{nn'}^{mm'}(\rho, \tau) \Gamma_{n'm'}(1, 2) \quad (4)$$

с "начальным" условием

$$\Gamma_{nm}(1, 2) \Big|_{x=0} = \frac{\Phi_n(z_0, \omega_1) \Phi_m(z_0, \omega_2)}{4k_n(\omega_1) k_m(\omega_2)} \delta(\rho) \delta(R).$$

В системе (4) использованы следующие обозначения:

$$\rho = y_1 - y_2, \quad R = 0,5(y_1 + y_2), \quad \tau = t_1 - t_2;$$

$$\xi_{nm}^+ = \frac{1}{2} [k_n^{-1}(\omega_1) + k_m^{-1}(\omega_2)], \quad \xi_{nm}^- = k_n^{-1}(\omega_1) - k_m^{-1}(\omega_2);$$

$$A_{nn'}^{mm'}(\rho, \tau; \omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \langle V_{nn'}(0, 0, \omega_1, 0) V_{mm'}(x, \rho, \omega_2, \tau) \rangle \times$$

$$\times \exp [i(k_{nm}^+ - k_{n'm'}^+)x], \quad k_{nm}^+ = \frac{1}{2} [k_n(\omega_1) + k_m(\omega_2)];$$

$$k_{nm}^- = [k_n(\omega_1) - k_m(\omega_2)]; \quad \sigma_n(\omega) = \sum_m A_{nm}^{nm}(\rho = 0, \tau = 0; \omega, \omega).$$

Символ $\sum'_{n', m'}$ означает суммирование по всем парам мод n' и m' ,

удовлетворяющим условию синхронизма: $k_{n'}(\omega_1) - k_{m'}(\omega_2) = k_n(\omega_1) - k_m(\omega_2)$. Условиями применимости системы (4) являются требования

$$k_n l_{\perp} \gg 1; \quad x \gg \rho; \quad x \ll l_{nm} \left(\frac{l_{\perp}}{\lambda_n}\right)^4; \quad \sigma_n \ll \Lambda_n^{-1}, l_{\perp}^{-1},$$

где Λ_n — длина цикла n -й моды, l_{\perp} — радиус корреляции флуктуаций в горизонтальной плоскости, $l_{nm} = 2\pi / |k_n - k_m|$, $\lambda_n = 2\pi / k_n$.

При выводе (4) также считалось, что интерференционные масштабы второго порядка $l^{(2)} \sim |k_n - k_m - k_{n'} + k_{m'}|^{-1}$ существенно превышают характерный масштаб изменения функции Γ_{nm} по координате x .

При сделанных выше ограничениях на параметры задачи система уравнений (4) распадается на две независимые замкнутые подсистемы для недиагональных ($n \neq m$) и диагональных элементов матрицы Γ_{nm} .

Подробный анализ уравнения (4) приведен в работах [8, 9], результатами которых мы воспользуемся ниже. Для приповерхностных волноводов, обладающих неэквидистантным спектром продольных волновых чисел k_n , при $n \neq m$ в области ненасыщенных флуктуаций приближенно получим [9]

$$\Gamma_{nm}(1, 2) = \langle p_n(1) \rangle \langle p_m^*(2) \rangle T_{nm}(1, 2), \quad (5)$$

где $r_1 = (x, R + \rho/2)$, $r_2 = (x, R - \rho/2)$,

$$\langle p_n(r, \omega, t) \rangle = -i \varphi_n(z_0, \omega) \sqrt{\frac{1}{8\pi k_n(\omega) |r|}} \times$$

$$\times \exp \left[i k_n(\omega) |r| - \frac{\sigma_n(\omega) |r|}{2} - i \frac{\pi}{4} \right]$$

— когерентное поле n -й моды,

$$T_{nm}(1, 2) = \exp \left[\int_0^x dx' A_{nm}^{nm} \left(\rho \frac{x'}{x}, \tau; \omega_1, \omega_2 \right) \right], \quad n \neq m.$$

При $l_{\perp} \ll \Lambda_n$, когда элементарные акты рассеяния происходят на статистически независимых ансамблях поверхности, формула (5) упрощается до вида

$$\Gamma_{nm}(1, 2) = \langle p_n(1) \rangle \langle p_m^*(2) \rangle. \quad (6)$$

Если обменные эффекты не меняют существенно энергетическую структуру звукового поля, то в узкополосном приближении авто-корреляционные функции Γ_{nn} описываются выражением [9]

$$\Gamma_{nn}(1, 2) \Big|_{\rho=0} = \frac{\varphi_n^2(z_0, \omega_0)}{8\pi k_n(\omega_0) x} \exp(i \Omega t_n - \frac{1}{2} \Omega^2 \Delta t_n^2) Q_n(x, \Omega, \tau). \quad (7)$$

Здесь $\Omega = \omega_1 - \omega_2$; величина $t_n = \frac{x}{v_n} (1 + \frac{R^2}{2x^2})$ имеет смысл времени прихода "центра тяжести" импульса, распространяющегося по n -му модовому лучу (v_n — групповая скорость n -й моды), а величина $\Delta t_n^2 = \frac{1}{4} \frac{d^2 \sigma_n(\omega_0)}{d\omega^2}$ — временного уширения импульса, обусловленного рассеянием;

$$Q_n(x, \Omega, \tau) = \exp[\psi_n(x, \Omega, \tau)],$$

$$\begin{aligned} \psi_n = & \sum_{m=1}^M \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B_{nm}(k_n - k_m, k_y, \omega) \times \\ & \times \left\{ 1 - \exp \left[\frac{i k_y^2 \Omega x' (x - x')}{2x v_n k_n^2} + i \Omega v_{nm}^- x' \right] \cos(\omega \tau) \right\}, \end{aligned}$$

где $v_{nm}^- = v_n^{-1} - v_m^{-1}$,

$$B_{nm}(k, \omega) = \frac{\pi}{2k_n k_m} \left[\frac{d\varphi_n(0, \omega_0)}{dz} \frac{d\varphi_m(0, \omega_0)}{dz} \right]^2 F_{\zeta}(k, \omega), \quad (8)$$

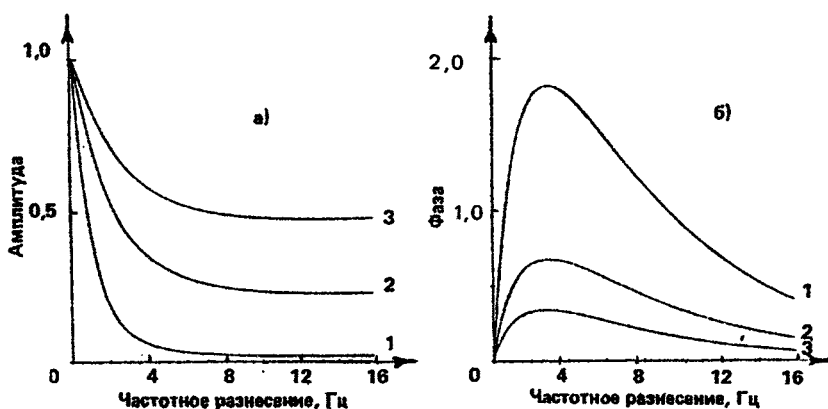


Рис. 2. Частотная зависимость нормированной амплитуды (а) и фазы (б) для отдельных номеров мод: 1 — 7-я мода, 2 — 12-я мода, 3 — 300-я мода

$F_{\zeta}(\mathbf{k}, \omega)$ — преобразование Фурье по q и τ от пространственно-временной корреляционной функции $B_{\zeta}(q, \tau)$, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ — волновой вектор в горизонтальной плоскости.

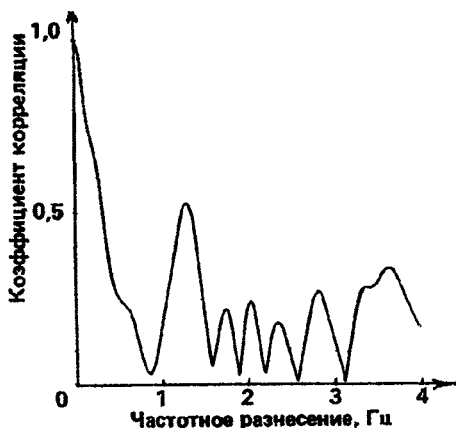
В качестве примера на рис. 2 приведены результаты численного расчета частотной зависимости амплитуды и фазы Γ_m для некоторых номеров мод. Вычисления выполнены применительно к гидрологическим условиям, показанным на рис. 1, для $f_0 = \omega_0/2\pi = 250$ Гц, $z_0 = 100$ м, $z = 300$ м, $x = 500$ км и скорости ветра $V = 13$ м/с. Предполагалось, что основным источником, вызывающим флуктуации акустического сигнала, является ветровое волнение, описываемое изотропной моделью спектра Пирсона—Московитца.

Заметим, что при $\omega \rightarrow \infty$ $|\Gamma_{nm}| \rightarrow \exp(-\sigma_n x)$, $\arg(\Gamma_{nm}) \rightarrow 0$. Эти предельные значения соответствуют когерентной части Γ_{nm} . Характерная ширина полосы частотной когерентности для отдельной моды (определяемая по уровню спада $|\Gamma_{nm}|$ до уровня 0,5) в данном случае составляет 2+3 Гц. Величина, обратная полосе когерентности, описывает временное уширение модового импульса, обусловленное случайной средой.

Совершенно иначе ведет себя полная двухчастотная функция когерентности:

$$\Gamma(r, z; \omega_1, t_1; \omega_2, t_2) = \sum_{n, m} \Gamma_{nm}(r, \omega_1, t_1; r, \omega_2, t_2) \varphi_n(z, \omega_1) \varphi_m(z, \omega_2).$$

Рис. 3. Поведение модуля коэффициента корреляции полного поля в зависимости от величины частотного разнесения



На рис. 3 для тех же параметров задачи изображен модуль коэффициента частотной корреляции

$$b_p(r, z; \omega_1, t_1; \omega_2, t_2) = \frac{\Gamma(r, z; \omega_1, t_1; \omega_2, t_2)}{[\Gamma(r, z; \omega_1, t_1; \omega_1, t_1) \Gamma(r, z; \omega_2, t_2; \omega_2, t_2)]^{1/2}}$$

в зависимости от разностной переменной $\omega_1 - \omega_2$ при $t_1 = t_2$. Как видно из рис. 3, полоса когерентности полной функции определяется исключительно явлением детерминированной многолучевости и для рассматриваемого примера составляет 0,3 Гц. Следовательно, временное затягивание выходного сигнала, прошедшего случайный волноводный канал распространения, будет в основном определяться эффектами регулярной волноводной дисперсии.

Обсудим теперь кратко вопрос о временной когерентности звукового поля. На рис. 4 приведена зависимость $|b_p|$ от величины временного разнесения $\tau = t_1 - t_2$ при $\omega_1 = \omega_2$. При $\tau \rightarrow \infty$ функция $|b_p|$ асимптотически стремится к параметру когерентности: $I_c = \langle |p(r, z, t)|^2 \rangle / \langle |p(r, z, t)|^2 \rangle$.

Характерное время когерентности τ_c , определяемое рассеянной компонентой поля, в анализируемом случае составляет около 2 с. Отметим, что величина, обратная времени когерентности, представляет собой уширение спектра первоначально монохроматической волны.

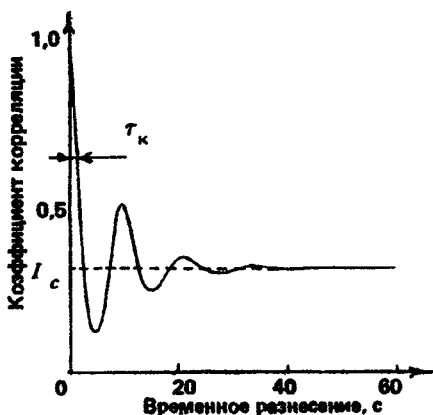


Рис. 4. Поведение модуля коэффициента корреляции полного поля в зависимости от величины временного разнесения

В заключение этого раздела подчеркнем, что знание частотного и временного интервалов когерентности является исключительно важным при выборе параметров зондирующего сигнала, оптимальных для томографии заданной акватории океана. Так, полоса когерентности определяет допустимую ширину спектра зондирующего импульса, при которой излучаемый сигнал будет передаваться без искажений, а время когерентности — его предельную длительность, при которой еще возможна когерентная обработка.

СОГЛАСОВАННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

Как отмечалось во введении, для повышения помехоустойчивости в точке приема регистрируемое излучение подвергается процедуре согласованной фильтрации. Отклик согласованного фильтра на случайную реализацию поля (1) дается выражением

$$F(\tau, \Omega) = \frac{1}{2\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} p(r, z, t) S^*(t - \tau) e^{-i\Omega t} dt \right|, \quad (9)$$

где τ характеризует запаздывание, а Ω — доплеровский сдвиг частоты.

Прежде всего рассмотрим среднюю мощность сигнала на выходе устройства временной обработки. Возводя выражение (9) в квадрат и проводя операцию статистического усреднения, для $\langle F^2(\tau, \Omega) \rangle$ получим

$$\langle F^2(\tau, \Omega) \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{dt_1 dt_2}{(2\pi)^2} B_p(t_1, t_2) S^*(t_1 - \tau) S(t_2 - \tau) e^{-i\Omega(t_1 - t_2)}, \quad (10)$$

где $B_p(t_1, t_2) = \langle p(r, z, t_1) p^*(r, z, t_2) \rangle$ — временная корреляционная функция принимаемого звукового поля. Используя общую формулу (2), с учетом (3), (6), (7) для $B_p(t_1, t_2)$ получим

$$B_p(t_1, t_2) = \sum_{n \neq m}^M \sum_{m}^M J_{nn} J_{mm}^* S(t_1 - t_n) S^*(t_2 - t_m) e^{-\frac{1}{2}(\sigma_n + \sigma_m)x} + \sum_{n=1}^M |J_{nn}|^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |\chi(\tau, \omega)|^2 \Gamma_{nn}(x, \rho = 0, R, \tau, \omega) e^{-i\omega(t - t_n)}, \quad (11)$$

где $\tau = t_1 - t_2$, $t = (t_1 + t_2)/2$, $J_{nn} = \frac{e^{i k_n x}}{(8\pi k_n x)^{1/2}} \Phi_n(z, \omega_0) \Phi_n(z_0, \omega_0)$,

$$\chi(\tau, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt S(t + \frac{\tau}{2}) S^*(t - \frac{\tau}{2}) e^{i\omega t}$$

— функция неопределенности входного импульса.

Подстановка (11) в (10) приводит к следующему результату:

$$\langle F^2(\tau, \Omega) \rangle = \langle F_c^2(\tau, \Omega) \rangle + \langle F_i^2(\tau, \Omega) \rangle,$$

где $\langle F_c^2(\tau, \Omega) \rangle$ — когерентная часть отклика, определяемая выражением

$$\langle F_c^2(\tau, \Omega) \rangle = \left| \sum_{n=1}^M J_{nn} \chi(\tau - t_n, \Omega) e^{-\frac{1}{2}\sigma_n x} \right|^2,$$

$\langle F_i^2(\tau, \Omega) \rangle$ — некогерентная составляющая, равная

$$\langle F_i^2(\tau, \Omega) \rangle = \sum_{n=1}^M |J_{nn}|^2 [\langle F_{ni}^2(\tau, \Omega) \rangle - |\chi(\tau - t_n, \Omega)|^2 e^{-\sigma_n x}],$$

где

$$\langle F_{ni}^2(\tau, \Omega) \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau'}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |\chi(\tau', \omega)|^2 \Gamma_{nn}(x, \rho = 0, R, \tau', \omega) e^{i\Omega\tau - i\omega\tau}.$$

В томографических экспериментах с импульсным излучением, где используются неподвижные источник и приемник, основным объектом исследования является функция $\langle F^2(\tau, 0) \rangle$, описывающая

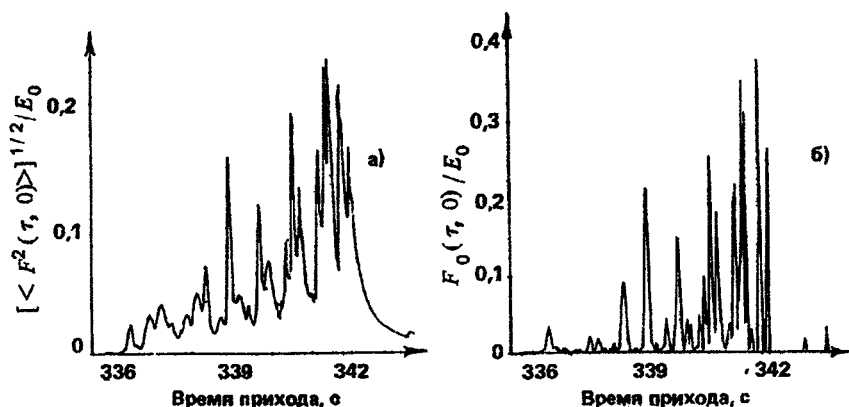


Рис. 5. Временная зависимость нормированной амплитуды отклика согласованного фильтра в волноводе с нерегулярной границей (а) и в волноводе без неоднородностей (б)

распределение среднего квадрата амплитуды выходного сигнала по времени задержки. Для приведенной выше модели двухчастотной функции (см. рис. 3) и входного сигнала длительности T , имеющего прямоугольную огибающую

$$S(t) = \frac{1}{T^{1/2}} \text{rect} \left(\frac{t}{T} \right) \equiv \frac{1}{T^{1/2}} \begin{cases} 1, & |t| \leq T/2; \\ 0, & |t| > T/2, \end{cases}$$

на рис. 5, а показано поведение среднеквадратичной амплитуды выходного сигнала фильтра $\sqrt{\langle F^2(\tau, 0) \rangle}$ в канале с нерегулярной границей при $T = 50$ мс. В качестве нормировки $\langle F^2(\tau, 0) \rangle$ выбрана величина объема $E_0^2 = (2\pi)^{-1} \iint d\tau d\Omega F_0^2(\tau, \Omega)$, ограниченного поверхностью невозмущенной функции неопределенности $F_0^2(\tau, \Omega) = \left| \sum_{n=1}^M J_{nn} \chi(\tau - t_n, \Omega) \right|^2$. Для сравнения на рис. 5, б приведена

зависимость $F_0(\tau, 0)/E_0$ в том же волноводе в отсутствие неоднородностей. Из сопоставления этих графиков видно, что интегральная ширина функции неопределенности по переменной τ , характеризующая разрешение приемной системы по дальности, в обоих случаях примерно одинакова, а роль эффектов многократного рассеяния сводится к уширению разрешаемых пиков и уменьшению их амплитуд.

СЛУЧАЙНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПРИХОДА ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА

Выше рассмотрены особенности поведения средней формы импульсной волны на выходе согласованного фильтра. Для диагностических целей представляется также важным оценить случайные ошибки измерения времени прихода сигнала, обусловленные случайной средой распространения.

Одна из методик измерения времени прихода основана на определении значения τ , соответствующего мгновенному положению координаты центра тяжести корреляционного интеграла (9):

$$\tau_{\text{изм}} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \tau F^2(\tau, \Omega) d\tau d\Omega}{\iint_{-\infty}^{\infty} F^2(\tau, \Omega) d\tau d\Omega}. \quad (12)$$

При анализе (12) необходимо располагать явным выражением для случайной реализации звукового поля $p(r, z, t)$ на входе устройства обработки. Вычисление $p(r, z, t)$ в приближении однократного рассеяния с последующей подстановкой результата в соотношение (12) дает:

$$\tau_{\text{изм}} = \tau_{\text{рег}} + \tau_{\text{фл}},$$

где $\tau_{\text{рег}}$ — регулярная составляющая задержки, определяемая формулой

$$\tau_{\text{рег}} = \frac{\sum_{n,m} J_{nn} J_{mm}^* \frac{t_n + t_m}{2} \chi(t_n - t_m, 0)}{\sum_{n,m} J_{nn} J_{mm}^* \chi(t_n - t_m, 0)}; \quad (13a)$$

$\tau_{\text{фл}}$ — случайная погрешность измерения, равная

$$\tau_{\text{фл}} = \text{Re} \sum_{n'} \sum_{n,m} J_{nn'} J_{mm}^* \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{\partial f_{nn'}}{\partial \omega_0} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega \chi(t_n - t_m, \omega)] / \sum_{n,m} J_{nn} J_{mm}^* \chi(t_n - t_m, 0), \quad (13б)$$

где $J_{nm} = \frac{e^{i k_n x}}{(8\pi k_n x)^{1/2}} \Phi_n(z, \omega_0) \Phi_m(z_0, \omega_0)$. Фигурирующая в формуле (13,6) величина f_{nm} представляет собой матричную амплитуду рассеяния в борновском приближении [10]:

$$f_{nm}(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{k_n k_m}} \int_0^x dx' e^{i(k_n - k_m)x'} V_{nm}(x', y=0, \omega_0, t).$$

Очевидно, что $\langle f_{nm}(x, t) \rangle = 0$, а для корреляционной матрицы $B_{nm}(x, \tau) = \langle f_{nm}(x, t) f_{nm}^*(x, t + \tau) \rangle$ нетрудно получить

$$B_{nm}(x, \tau) = \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B_{nm}(k_n - k_m, k_y, \omega) \cos(\omega \tau),$$

где $B_{nm}(k, \omega)$ дается соотношением (8).

Из выражения (13,6) следует, что среднее значение случайной поправки ко времени запаздывания равно нулю, а расчет ее дисперсии $\sigma_\tau^2 = \langle \tau_{\Phi n}^2 \rangle$, сглаженной по интерференционной структуре, приводит к результату:

$$\begin{aligned} \sigma_\tau^2 &= \frac{1}{|\chi(0, 0)|^2} \sum_{n, m} |q_{nm}|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{2\pi} B_{\omega\omega}^{nm}(\tau) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega\tau} \left| \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega \chi(0, \omega)] \right|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $B_{\omega\omega}^{nm}(\tau) = \left\langle \frac{\partial f_{nm}(x, t)}{\partial \omega_0} \frac{\partial f_{nm}^*(x, t + \tau)}{\partial \omega_0} \right\rangle$, $q_{nm} = J_{nm} / \sum_n J_{nm}$. При написании (14) предполагалось выполненным неравенство

$$|\chi(0, 0)|_{\tau\tau}^2 (t_n - t_m)^2 / 2 \ll |\chi(0, 0)|. \quad (15)$$

Физически условие (15) означает, что в отклике согласованного фильтра не происходит разделения отдельных нормальных мод.

В случае прямоугольного импульса длительности T общая формула (14) существенно упрощается и приобретает вид

$$\sigma_\tau^2 = \frac{1}{2} \sum_{n, m} |q_{nm}|^2 [B_{\omega\omega}^{nm}(0) + B_{\omega\omega}^{nm}(T)]. \quad (16)$$

Отметим, что возможность использования соотношения (16) ограничена требованием $T \gg \max |t_n - t_m|$, вытекающим из условия (15). Численная оценка (16) для σ_τ в приповерхностном волноводе при $f_0 = \omega_0/2\pi = 250$ Гц, $z_0 = 100$ м, $z = 300$ м, $T = 10$ с и скорости ветра $V = 13$ м/с применительно к спектру Пирсона–Московитца по порядку величины составляет $\sigma_\tau \approx 2 \cdot 10^{-2} \sqrt{x}$ мс (x — дистанция, км).

* * *

Таким образом, в настоящей работе решена задача о рассеянии и согласованной фильтрации узкополосного акустического импульса в приповерхностном волноводном канале с неровной границей. С теоретической точки зрения анализ этой задачи сводится к расчету двухчастотной функции когерентности поля. В рамках модового подхода для указанной характеристики сформулировано матричное уравнение переноса излучения и приведено его приближенное аналитическое решение, справедливое в области ненасыщенных флуктуаций. Полученные формулы положены в основу алгоритма программы расчета временной структуры импульсного сигнала в произвольном плоскостойстом океаническом волноводе. Изучено совместное влияние эффектов регулярной рефракции и поверхностного рассеяния на качество согласованной фильтрации регистрируемого нестационарного излучения. Установлено, что временное уширение принятого сигнала, характеризующее ухудшение разрешающей способности системы по дальности, в основном обусловлено волноводной межмодовой дисперсией, а роль процессов многократного рассеяния сводится к искажению формы импульса на выходе фильтра.

Применительно к реальным гидрологическим условиям северо-западной части Тихого океана даны рекомендации по выбору параметров зондирующего сигнала для томографического эксперимента по схеме Манка на акватории размером 500 x 500 км и оценены среднеквадратичные ошибки измерения времени прихода импульсной волны, возникающие из-за рассеяния звука на взволнованной поверхности океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // *Deep-Sea Res.* 1979. V. 26. P. 123 - 161.
2. *Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли М.: Радио и связь, 1983.
3. *Каретникова И. Р., Нечаев А. Г., Хилько А. И.* Особенности диагностики меняющихся во времени случайных неоднородностей волновода с помощью сложных импульсных сигналов // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1990. Т. 33, № 12. С. 1370 - 1379.
4. *Исакович М. А.* Рассеяние звуковых волн на малых неоднородностях в волноводе // *Акуст. журн.* 1957. Т. 3, № 1. С. 37 - 45.
5. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах М.: Мир, 1981. Т. 1.
6. *Dashen R., Flatte S.M., Reynolds S.A.* Path-integral treatment of acoustic mutual coherence functions for rays in a sound channel // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1985. V. 77, № 5. P. 1716 - 1722.
7. *Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. С. Флатте.* М.: Мир, 1982.
8. *Сазонтов А. Г.* Расчет двухчастотной функции когерентности поля и временных интегральных характеристик импульсного сигнала в случайно-неоднородном океане // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35, № 5. С. 908 - 916.
9. *Сазонтов А. Г., Фарфель В. А.* Перенос и согласованная фильтрация нестационарного излучения в случайно-неоднородном океаническом волноводе: Препринт ИПФ РАН № 333. Н. Новгород, 1992.
10. *Сазонтов А. Г., Фарфель В. А.* Флуктуационные характеристики отклика горизонтальной антенны в случайно-неоднородном океане при кратковременном усреднении // *Акуст. журн.* 1991. Т. 37, № 5. С. 989 - 997.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВИГНЕРА В ЗАДАЧАХ АКУСТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ И ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕД

А. И. Белов, А. Г. Комаров

При акустической диагностике сред непременно приходится иметь дело с нестационарными сигналами, поскольку именно в нестационарности заключена информация об изменении параметров среды. Схожие проблемы возникают при определении характеристик диспергирующих сред акустическими методами, поэтому возникает необходимость в использовании алгоритмов обработки информации, основанных на частотно-временном представлении сигналов.

Одним из таких алгоритмов является преобразование Вигнера [1], которое для аналитического сигнала $x(t)$ определяется как двумерная функция времени t и мгновенной частоты f :

$$W(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} X(t + \tau/2) \cdot X^*(t - \tau/2) \cdot \exp(-i 2\pi f \tau) dt.$$

Основное преимущество использования преобразования Вигнера для локализации сигнала на плоскости "время — частота" по сравнению с классической сонограммой связано с тем, что для него фундаментальным сигналом является не только гармонический сигнал, но и сигнал с линейной частотной модуляцией $\exp(i \pi a t^2)$. Для такого сигнала результат преобразования представляет собой дельта-функцию двух переменных $\delta(f - at)$. Поэтому преобразование Вигнера является подходящим средством оценки мгновенной частоты и групповой задержки сигналов, состоящих из небольшого числа составляющих, в которых отсутствует слишком резкий уход мгновен-

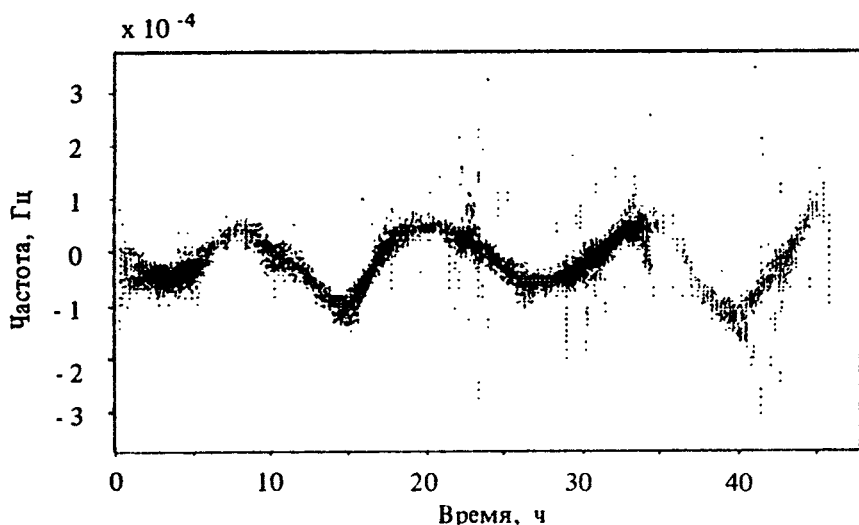


Рис. 1

ной частоты. К основным недостаткам преобразования можно отнести наличие локальных отрицательных значений и взаимное влияние различных составляющих сигнала, приводящее к появлению интерференционных компонент. Следовательно, его практическое использование должно включать в себя операцию сглаживания результата частотно-временным окном и статистическое усреднение по ансамблю реализаций.

Ниже представлены примеры применения преобразования Вигнера к анализу гидроакустических сигналов, полученных в ходе экспериментальных исследований в мелком море.

Рис. 1 иллюстрирует характер флуктуаций комплексной огибающей тонального сигнала с частотой 100 Гц за время наблюдения двое суток на стационарной акустической трассе, выполнявшейся в проливе со средней глубиной 200 м. Расстояние между корреспондирующими точками составляло 33 км, излучатель и приемник располагались на дне. Преобразование Вигнера показывает, что мгновенная частота принятого сигнала модулирована по периодическому закону с основным периодом, близким к приливному, что говорит о существенном влиянии приливных явлений на временную стабильность звукового поля.

Рис. 2 относится к задаче селекции нормальных мод методами доплеровской фильтрации или синтезированной апертуры, получившими в последнее время широкое распространение в практике

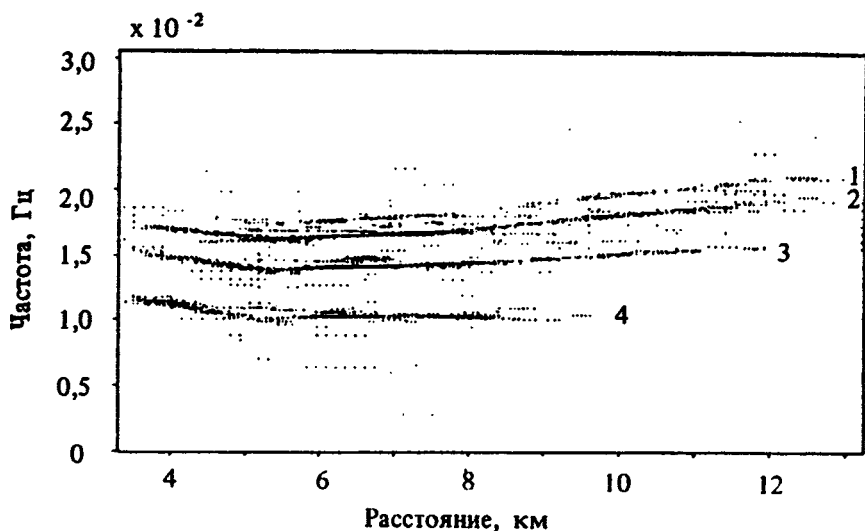


Рис. 2

гидроакустических исследований [2]. Инфразвуковой излучатель частоты 17 Гц буксировался на удалении от лежащего в дрейфе судна, оснащенного вертикальной цепочкой приемных гидрофонов. Принятые сигналы гетеродинировались на частоту излучения и нормировались на средний закон спада уровня звукового поля с расстоянием. Результат обработки при усреднении по всем глубинам приема, представленный на рис. 2, соответствует участку, на котором глубина равномерно уменьшалась от 200 до 160 м. На рисунке видны четыре моды, номера которых обозначены цифрами. Наблюдаемое искривление линий, соответствующих доплеровским частотам мод, в основном обусловлено нестабильностью скорости движения буксирующего судна. В данной ситуации использование преобразования Фурье не позволяет выделить нормальные волны. Влияние уменьшения глубины вдоль трассы распространения проявляется в увеличении разницы доплеровских частот мод с увеличением дистанции, что согласуется с теоретическими представлениями о формировании звуковых полей в клине.

На рис. 3 представлено преобразование Вигнера сигнала взрывного источника, принятого на расстоянии 18,6 км от точки подрыва в волноводе со средней глубиной 230 м. Результат усреднен по пяти взрывам. Несмотря на низкое отношение сигнал/помеха, на рисунке достаточно уверенно выделяются дисперсионные зависимости пяти мод. Преимущество преобразования Вигнера перед сонограммой

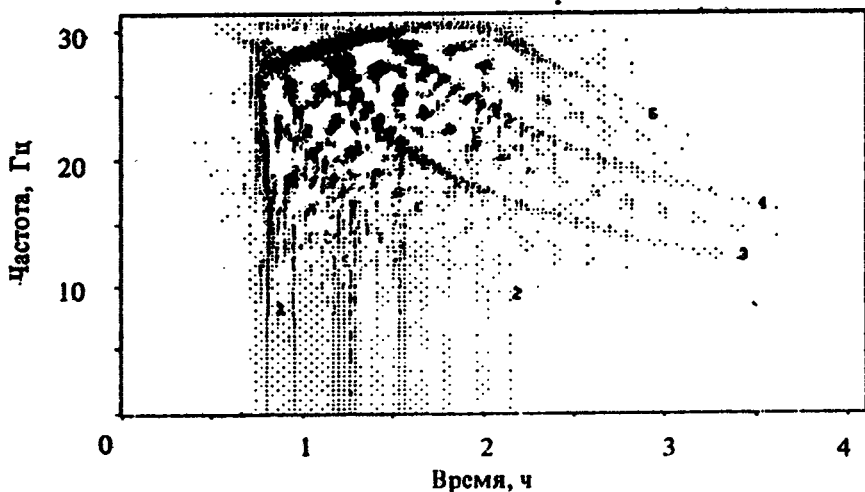


Рис. 3

здесь обусловлено значительной компенсацией внутримодовой дисперсии, которая в пределах ограниченной области на плоскости "время — частота" в первом приближении характеризуется линейной зависимостью групповой задержки от частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Poletti M. A.* Linearly Swept Frequency Measurements, Time - Delay Spectrometry, and the Wigner Distribution // *J. Audio Eng. Soc.* 1988. V. 36, № 6. P. 457 - 468.
2. *Glattetre G., Knudsen T., Sostrand K.* Mode interference and mode filtering in shallow water: A comparison of acoustic measurements and modeling // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989. V. 86, № 2. P. 680 - 690.

РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН УПРУГИМИ ЦИЛИНДРАМИ В МНОГОМОДОВЫХ СЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДАХ

*В. Е. Белов, С. М. Горский, А. А. Залезский,
А. Ю. Зиновьев, А. И. Хилько*

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы, связанные с дифракцией волн на пространственнолокализованных неоднородностях в волноводных системах, возникают при решении различных практических задач: в гидроакустике — при диагностике внутритермоклиновых линз, скоплений рыб и микроорганизмов, льдин и других тел [1–7]; в оптике — при исследовании влияния дефектов оптических волокон на качество транспортируемых сигналов [8, 9]; в геофизике — при поиске полостей и локализованных неоднородностей в толще земли [10, 11]; в СВЧ-технике — при транспортировке электромагнитных волн по продольно-неоднородным волноводным трактам [12–15]; при диагностике неоднородностей различной природы в атмосфере [16]. Решение их во многом определяется возможностями и эффективностью методов исследования дифракционных явлений, особенно в волноводных трактах.

Использование методов физического моделирования и организации натуральных измерений связано с достаточно большими техническими трудностями и требует значительных материальных затрат. Поэтому оптимальным представляется разумное сочетание их с методами численного моделирования процессов распространения и дифракции сигналов в волноводных системах различной природы и конфигурации. Численное моделирование этих процессов, основанное на методах Рэлея [17], T -матриц [18–20], интегральных уравнений [21], вспомогательных источников, коллокации и др. [12–15, 22–27], обладая определенными достоинствами, имеет, как правило, ограниченную по параметрам задачи область применения, вне

которой решения задачи становятся плохо сходящимися и неустойчивыми. В работе [28], где использовался метод Рэлея, для улучшения сходимости применялись различные способы регуляризации.

В настоящей работе для решения внутренней краевой задачи дифракции для неоднородных волноводов предлагается использовать метод, сочетающий в себе возможности метода Рэлея и метода интегральных уравнений [17, 21]. Как будет показано ниже, подобный подход позволяет свести задачу к решению интегрально-функциональной системы уравнений типа Фредгольма второго рода относительно функции распределения источников рассеянного поля на поверхности рассеивателя. Для простоты в качестве рассеивателей рассматриваются упругие круговые цилиндры, что упрощает подбор базовых функций при использовании метода Рэлея. Система интегральных уравнений упрощается за счет выбора функций Грина, удовлетворяющих граничным условиям на стенках волновода. Для решения функциональной системы уравнений после выделения особенностей применен метод Галеркина-Ритца [29].

Эффективность предложенного метода демонстрируется на примере решения двумерной задачи о дифракции акустического поля на круговых упругих цилиндрах в однородном слое жидкости с идеальными стенками.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ЕЕ РЕШЕНИЯ

Рассмотрим плоский волновод с импедансными стенками, заполненный идеальной сжимаемой жидкостью плотности ρ (скорость звука c) и содержащий в качестве локализованных неоднородностей N различных параллельных друг другу упругих цилиндров радиусов R_ν и плотности ρ_ν ($\nu = 1, 2, \dots, N$).

На рис. 1 схематически изображена эта система: одна из стенок волновода совпадает с плоскостью $x = 0$, другая — $x = d$; оси цилиндров параллельны оси OZ и пересекают плоскость $z = 0$ в точках (X_ν, Y_ν) . В условиях этой модели ограничимся рассмотрением двумерных стационарных задач дифракции и распространения волн в волноводе с временной зависимостью вида $\exp(-i\omega t)$, для которых главным является определение пространственного распределения поля акустических волн.

Акустическое поле в волноводе будем описывать с помощью поля давлений $P(x, y)$, которое определяется как

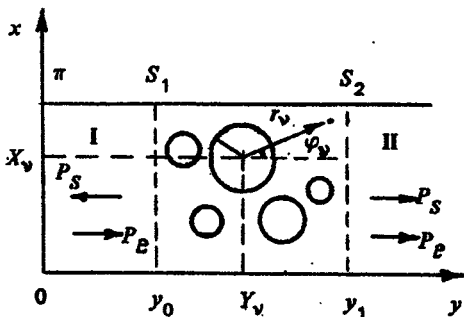


Рис. 1. Схема волноводной системы

$$P(x, y) = P_e(x, y) + \sum_{v=1}^N P_{sv}(x, y), \quad (1)$$

где $P_e(x, y)$ — поле давлений, возбуждаемое внешними (external) источниками; $P_{sv}(x, y)$ — акустическое поле волн, рассеянных (scattering) на v -м цилиндре. Упругие колебания в каждом цилиндрическом теле будем описывать с помощью скалярного $F_{(v)}(r_v, \varphi_v)$ и z -компоненты $\Phi_{(v)}(r_v, \varphi_v)$ векторного потенциалов перемещений упругого тела. Здесь каждому цилиндру соответствует полярная система координат (r_v, φ_v) , которая связана с прямоугольной системой (x, y) соотношениями (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} x &= X_v + r_v \sin \varphi_v, \\ y &= Y_v + r_v \cos \varphi_v, \\ v &= 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (2)$$

В дальнейшем все переменные и параметры задачи, имеющие размерность длины, будем считать нормированными на d/π .

Таким образом, задача сводится к определению полей $P(x, y)$, $P_{sv}(x, y)$ и потенциалов $F_{(v)}(r_v, \varphi_v)$, $\Phi_{(v)}(r_v, \varphi_v)$, удовлетворяющих:

а) волновым уравнениям Гельмгольца:

$$(\Delta + k^2) P(x, y) = 0 \quad (3a)$$

в области $r_v > R_v$, $0 \leq x \leq \pi$, $-\infty < y < \infty$;

$$(\Delta + k_{sv}^2) F_{(v)}(r_v, \varphi_v) = 0,$$

$$(\Delta + k_{iv}^2) \Phi_{(v)}(r_v, \varphi_v) = 0 \quad (36)$$

в области $0 \leq r_v \leq R_v$, $0 \leq \varphi_v \leq 2\pi$,

$$v = 1, 2, \dots, N,$$

где Δ — оператор Лапласа; $k = 2 \frac{d}{\lambda}$, $k_{sv} = k \frac{c}{c_{sv}}$, $k_{iv} = k \frac{c}{c_{iv}}$ — волновые числа; λ — длина волны в жидкой среде с плотностью ρ ; $c_{sv} = (\frac{\lambda_v + 2\mu_v}{\rho_v})^{1/2}$, $c_{iv} = (\frac{\mu_v}{\rho_v})^{1/2}$ — скорости распространения продольной и поперечной волн в v -м упругом теле; λ_v , μ_v — соответствующие коэффициенты Ляме;

б) краевым условиям при $x = 0, \pi$:

$$[\alpha_0 P + \beta_0 \frac{\partial P}{\partial x}]_{x=0} = 0,$$

$$[\alpha_1 P + \beta_1 \frac{\partial P}{\partial x}]_{x=\pi} = 0, \quad (4)$$

где α_0 , α_1 , β_0 , β_1 — постоянные, в общем случае, комплексные числа;

в) условиям излучения на бесконечности в направлениях оси y :

$$\lim_{y \rightarrow \pm\infty} r (\frac{\partial P_{sv}}{\partial r} - ik P_{sv}) = 0; \quad (5)$$

г) условиям "сшивки" полного поля $P(x, y)$ с упругими колебаниями каждого из N цилиндров при $r_v = R_v$ ($v = 1, 2, \dots, N$). Условия "сшивки" соответствуют:

— отсутствию касательной компоненты тензора напряжений на поверхности упругих цилиндров (ибо идеальная сжимаемая жидкость не передает касательных напряжений):

$$\sigma_{\varphi r}^{(v)} = \mu_v (\frac{\pi}{d})^2 \{ 2 \frac{\partial}{\partial r_v} (\frac{1}{r_v} \frac{\partial F_{(v)}}{\partial \varphi_v}) - k_{iv}^2 \Phi_{(v)} - 2 \frac{\partial^2 \Phi_{(v)}}{\partial r_v^2} \}_{r_v = R_v} = 0; \quad (6a)$$

— непрерывности нормальной компоненты тензора напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^{(v)} &= 2\mu_v (\frac{\pi}{d})^2 \{ - \frac{\lambda_v}{2\mu_v} k_{sv}^2 F_{(v)} + \frac{\partial^2 F_{(v)}}{\partial r_v^2} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial r_v} (\frac{1}{r_v} \frac{\partial \Phi_{(v)}}{\partial r_v}) \}_{r_v = R_v} = - P|_{r_v = R_v}; \end{aligned} \quad (6б)$$

— непрерывности нормальной компоненты вектора перемещений:

$$u_r^{(v)} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \left\{ \frac{\partial F^{(v)}}{\partial r_v} + \frac{1}{r_v} \frac{\partial \Phi^{(v)}}{\partial \varphi_v} \right\}_{r_v = R_v} = \frac{1}{\rho (kc)^2} \frac{\partial P}{\partial r_v} \Big|_{r_v = R_v}. \quad (6в)$$

Решение краевой задачи (3)–(6) будем искать в приближении заданного поля $P_e(x, y)$, которое можно представить в виде разложения в ряд по полной системе собственных функций краевой задачи (3а), (4), (5). Они имеют вид

$$P_n(x, y) = e^{\pm i g_n y} \sin(\eta_n x - \Theta_n), \quad (7)$$

где $\Theta_n = \text{arctg} \frac{\beta_0}{\alpha_0} \eta_n$; $g_n = (k^2 - \eta_n^2)^{1/2}$ — продольное, η_n — поперечное волновые числа. Спектр собственных значений η_n определяется дисперсионным уравнением

$$\text{tg} \eta_n \pi = \frac{\alpha_0 \beta_1 - \alpha_1 \beta_0}{\alpha_0 \alpha_1 + \beta_0 \beta_1 \eta_n^2} \eta_n. \quad (8)$$

Соответственно, для собственных функций сопряженной краевой задачи получим

$$P_n(x, y) = \frac{2}{\gamma_n} P_n^*(x, y), \quad \gamma_n = \pi + \left(\frac{\beta_0}{\alpha_0 + \beta_0 \eta_n^2} - \frac{\beta_1}{\alpha_1 + \beta_1 \eta_n^2} \right). \quad (9)$$

С помощью системы функций (7) поле заданных источников $P_e(x, y)$ запишется в виде

$$P_e(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(i g_n y) \sin(\eta_n x - \Theta_n). \quad (10)$$

Относительно системы координат (r_v, φ_v) , связанной с v -м цилиндром, оно может быть представлено следующим выражением:

$$P_e(r_v, \varphi_v) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_{mv} J_m(k r_v) \exp(i m \varphi_v), \quad (11)$$

где

$$a_{mv} = i^m \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(i g_n Y_v) \sin(\eta_n X_v + m \Psi_n - \Theta_n); \quad (12)$$

$$\Psi_n = -\pi/2 + \operatorname{arccos} \frac{\eta_n}{k}.$$

Поле $P_{sv}(x, y)$ волн, рассеянных на v -м цилиндре, будем искать в виде потенциала простого слоя:

$$P_{sv}(x, y) = \int_{L_v} dl_{v0} \mu_v^0(x_{v,0}, y_{v,0}) G_v(x, y; x_{v,0}, y_{v,0}), \quad (13)$$

$$v = 1, 2, \dots, N,$$

где $\mu_v^0(x_{v,0}, y_{v,0})$ — неизвестная функция, описывающая распределение источников поля $P_{sv}(x, y)$ на поверхности v -го цилиндра; (x, y) — точка наблюдения, $(x_{v,0}, y_{v,0})$ — текущая точка интегрирования по контуру L_v (L_v — окружность радиуса R_v с центром в точке $x = X_v$, $y = Y_v$); $dl_{v0} = dx_{v0} dy_{v0}$.

Функция Грина G_v является решением уравнения

$$(\Delta + k^2) G_v = \delta(x - x_{v0}) \delta(y - y_{v0}),$$

удовлетворяющим краевым условиям (4), (5). Она имеет вид

$$G_v(x, y; x_{v0}, y_{v0}) = \sum_{n=1}^{\infty} G_{vn}(x, y; x_{v0}, y_{v0}),$$

$$G_{vn} = \frac{i}{g_n \gamma_n} \sin(\eta_n x - \Theta_n) \sin(\eta_n x_{v0} - \Theta_n) \begin{cases} e^{i g_n (y - y_{v0})}, & y \geq y_{v0} \\ e^{-i g_n (y - y_{v0})}, & y \leq y_{v0} \end{cases} \quad (14)$$

Так как $dl_{v0} = R_v d\varphi_{v0}$, то, обозначив $\mu_v(\varphi_{v0}) = R_v \mu_v^0(\varphi_{v0})$, перейдем в (13) к однократному интегралу

$$P_{sv}(r_v, \varphi_v) = \int_0^{2\pi} d\varphi_{v0} \mu_v(\varphi_{v0}) G_v(r_v, \varphi_v; R_v, \varphi_{v0}), \quad (15)$$

$$v = 1, 2, \dots, N.$$

Использование в уравнении (15) функции Грина в виде (14) позволяет перейти к задаче с нахождением такого распределения источников μ_v^0 на каждом из N цилиндров, которое обеспечивает выполнение условий сшивки (6).

Распределение потенциалов $F_{(v)}(r_v, \varphi_v)$ и $\Phi_{(v)}(r_v, \varphi_v)$ в упругих цилиндрических телах будем искать в виде разложения в ряд по собственным функциям круглого цилиндра:

$$F_{(v)}(r_v, \varphi_v) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{vm} J_m(k_{ev} r_v) \exp(im\varphi_v),$$

$$\Phi_{(v)}(r_v, \varphi_v) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_{vm} J_m(k_{tv} r_v) \exp(im\varphi_v). \quad (16)$$

Подставляя выражения для P_e (10), P_{ev} (15), $F_{(v)}$ и $\Phi_{(v)}$ (16) в условия (6), получим

$$C_{vm} = i \frac{\Phi_{1m}(k_{ev} r_v)}{\Phi_{2m}(k_{tv} r_v)} B_{vm}, \quad -\infty < m < \infty; \quad (17)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [Z'_{1m} B_{vm} - k J'_m(kR_v) a_{mv}] \exp(im\varphi_v) = \left[\frac{\partial}{\partial r_v} \left(\sum_{l=1}^N P_{sl} \right) \right]_{r_v=R_v};$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [Z'_{2m} B_{vm} + J_m(kR_v) a_{mv}] \exp(im\varphi_v) = - \left[\sum_{l=1}^N P_{sl} \right]_{r_v=R_v}; \quad (18)$$

$$v = 1, 2, \dots, N,$$

где обозначено:

$$Z'_{1m} = \frac{\rho(kc)^2}{R_v \Phi_{2m}(k_{tv} R_v)} (\pi/d)^2 \{k_{ev} R_v J'_m(k_{ev} R_v) \Phi_{2m}(k_{tv} R_v) -$$

$$- m J'_m(k_{tv} R_v) \Phi_{1m}(k_{ev} R_v)\};$$

$$Z'_{2m} = \frac{\mu_v}{R_v^2 \Phi_{2m}(k_{tv} R_v)} (\pi/d)^2 \{\Phi_{3m}(k_{ev} R_v) \Phi_{2m}(k_{tv} R_v) -$$

$$- \Phi_{1m}(k_{ev} R_v) \Phi_{1m}(k_{tv} R_v)\};$$

$$\Phi_{1m}(x) = 2m [x J'_m(x) - J_m(x)];$$

$$\Phi_{2m}(x) = -2 [x J'_m(x) + (x^2/2 - m^2) J_m(x)];$$

$$\Phi_{3m}(x) = 2x^2 [J''_m(x) - (\lambda_v/2\mu_v) J_m(x)].$$

В правых частях уравнений (18) содержатся суммы N интегралов по контуру L_v . Если при $l \neq v$ это обычные римановские интегралы, то при $l = v$ они сингулярны и в обычном (римановском)

пониманию смысла не имеют. Им придается вполне определенный смысл посредством введения понятия главного значения интеграла по Коши. На контуре L_ν поля P_{sl} и радиальные производные от них $\frac{\partial P_{sl}}{\partial r_\nu}$ для $l \neq \nu$ непрерывны, а при $l = \nu$ производные $\frac{\partial P_{sl}}{\partial r_\nu}$ претерпевают разрыв 1-го рода, равный по величине $\mu_\nu(\varphi_\nu)$. Таким образом, интегралы P_{sv} и $\frac{\partial P_{sv}}{\partial r_\nu}$ в правых частях уравнений (18) следует понимать в смысле главного значения с переносом операции дифференцирования непосредственно на подынтегральную функцию. С учетом этих замечаний система $2N$ уравнений (18) примет вид

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ Z_{1m}' B_{vm} - k J_m'(kR_\nu) a_{mv} \} \exp(im\varphi_\nu) = \\ & = \mu_\nu(\varphi_\nu) + \sum_{l=1}^N \int_0^{2\pi} d\varphi_{l0} \mu_l(\varphi_{l0}) L_{vl}(\varphi_\nu, \varphi_{l0}); \\ & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ Z_{2m}' B_{vm} + J_m(kR_\nu) a_{mv} \} \exp(im\varphi_\nu) = \\ & = - \sum_{l=1}^N \int_0^{2\pi} d\varphi_{l0} \mu_l(\varphi_{l0}) K_{vl}(\varphi_\nu, \varphi_{l0}), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\nu = 1, 2, \dots, N,$$

где

$$L_{vl} = \left[\frac{\partial}{\partial r_\nu} G_l(x_\nu, y_\nu; x_{l0}, y_{l0}) \right]_{r_\nu = R_\nu};$$

$$K_{vl} = [G_l(x_\nu, y_\nu; x_{l0}, y_{l0})]_{r_\nu = R_\nu};$$

$$L_{vl} = \sum_{n=1}^{\infty} L_{vl}^n(\varphi_\nu, \varphi_{l0}); \quad K_{vl} = \sum_{n=1}^{\infty} K_{vl}^n(\varphi_\nu, \varphi_{l0}); \quad (20a)$$

$$K_{vl}^n = (i/g_n \gamma_n) \sin(\eta_n x_\nu - \Theta_n) \sin(\eta_n x_{l0} - \Theta_n) \exp(\pm i g_n [y_\nu - y_{l0}]);$$

$$\begin{aligned} L_{vl}^n = & (1/\gamma_n) \sin(\eta_n x_{l0} - \Theta_n) [(\eta_n / i g_n) \sin \varphi_\nu \cos(\eta_n x_\nu - \Theta_n) \pm \\ & \pm \cos \varphi_\nu \sin(\eta_n x_\nu - \Theta_n)] \exp(\pm i g_n [y_\nu - y_{l0}]); \end{aligned} \quad (20b)$$

$$\begin{aligned}
 x_v &= X_v + R_v \sin \varphi_v; & x_{j0} &= X_l + R_l \sin \varphi_{j0}; \\
 y_v &= Y_v + R_v \cos \varphi_v; & y_{j0} &= Y_l + R_l \cos \varphi_{j0}.
 \end{aligned}
 \tag{20в}$$

В формулах (20б) верхний знак берется при $y_v \geq y_{j0}$, нижний знак — при $y_v \leq y_{j0}$.

При проведении расчетов для улучшения сходимости рядов (20а) целесообразно выделить из них асимптотические ($k \rightarrow 0$) части и представить в виде

$$K_{vl} = \bar{K}_{vl} + \sum_{n=1}^{\infty} (K_{vl}^n - \bar{K}_{vl}^n); \quad L_{vl} = \bar{L}_{vl} + \sum_{n=1}^{\infty} (L_{vl}^n - \bar{L}_{vl}^n), \tag{21}$$

где

$$\bar{K}_{vl} = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{K}_{vl}^n; \quad \bar{L}_{vl} = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{L}_{vl}^n.$$

Функции $\bar{K}_{vl}(\varphi_v, \varphi_{v0})$ и $\bar{L}_{vl}(\varphi_v, \varphi_{v0})$ имеют особенности типа

$$\bar{K}_{vl} \sim \ln(\varphi_v - \varphi_{v0}), \quad \bar{L}_{vl} \sim (\varphi_v - \varphi_{v0})^{-1}.$$

На этапе численной реализации значений функций $K_{vv}(\varphi_v, \varphi_{v0})$ и $L_{vv}(\varphi_v, \varphi_{v0})$ в точках $\varphi_v = \varphi_{v0}$ принимаются равными среднему

$$K_{vv}(\varphi_v, \varphi_{v0}) = 1/2 \lim_{\Delta \rightarrow 0} [K_{vv}(\varphi_v, \varphi_v + \Delta) + K_{vv}(\varphi_v, \varphi_v - \Delta)];$$

$$L_{vv}(\varphi_v, \varphi_{v0}) = 1/2 \lim_{\Delta \rightarrow 0} [L_{vv}(\varphi_v, \varphi_v + \Delta) + L_{vv}(\varphi_v, \varphi_v - \Delta)].$$

Этим, по существу, выделяются главные значения интегралов, входящих в (19).

Для решения системы (19) используется метод Галеркина—Рунца с набором функциональных базисов $\exp(ip\varphi_v)$, каждый из которых применяется для пары уравнений системы с соответствующим индексом "v". Так как функции $\mu_v(\varphi_v)$ определены на интервале

$0 \leq \varphi_v \leq 2\pi$ и интегралы $\int_0^{2\pi} |\mu_v(\varphi_v)| d\varphi_v$ существуют, то их можно представить в виде разложения в ряд Фурье

$$\mu_v(\varphi_v) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} b_{pv} \exp(ip\varphi_v), \quad b_{pv} =$$

$$= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \mu_\nu(\varphi_\nu) \exp(-i\rho\varphi_\nu) d\varphi_\nu \quad (22)$$

и затем подставить в уравнение (19). Домножим каждую пару уравнений (19) на функцию $(1/2\pi) \exp(-im\varphi_\nu)$ с соответствующим индексом и проинтегрируем по φ_ν от 0 до 2π . В результате получим бесконечную неоднородную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов $b_{\rho\nu}$ и $B_{\rho\nu}$ ($\nu = 1, 2, \dots, N$), которая после несложных преобразований может быть представлена в виде

$$b_{\nu m} + \sum_{l=1}^N \sum_{p=-\infty}^{\infty} b_{lp} M_{\rho m}^{lv} = P_{\rho m}^{\nu} a_{m\nu}; \quad (23)$$

$$B_{\nu m} = (1/Z_{2m}^{\nu}) \{ J_m(kR_\nu) a_{m\nu} + \sum_{l=1}^N \sum_{p=-\infty}^{\infty} b_{lp} N_{\rho m}^{lv} \}, \quad (24)$$

$$\nu = 1, 2, \dots, N, \quad -\infty < m < \infty,$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} M_{\rho m}^{lv} &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} d\varphi_\nu \int_0^{2\pi} d\varphi_{\nu 0} \{ L_{\nu l}(\varphi_\nu, \varphi_{\nu 0}) + \\ &+ Z_{\nu m} K_{\nu l}(\varphi_\nu, \varphi_{\nu 0}) \} \exp[i(\rho\varphi_{\nu 0} - m\varphi_\nu)]; \\ N_{\rho m}^{lv} &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} d\varphi_\nu \int_0^{2\pi} d\varphi_{\nu 0} K_{\nu l}(\varphi_\nu, \varphi_{\nu 0}) \exp[i(\rho\varphi_{\nu 0} - m\varphi_\nu)]; \\ P_{\rho m}^{\nu} &= - \{ Z_{\nu\rho} J_\rho(kR_\nu) + kJ'_\rho(kR_\nu) \} \delta_{\rho m}; \quad Z_{\nu m} = Z_{1m}^{\nu}/Z_{2m}^{\nu}. \end{aligned} \quad (25)$$

Решения этой системы позволяют полностью рассчитать распределение полей как в волноводе, так и упругих телах, потоков энергии, матрицу рассеяния и другие гидродинамические характеристики волноводной системы.

Если система N упругих тел располагается в некотором ограниченном объеме V , то схематически его можно представить как некоторый волноводный узел, нагруженный на два полубесконечных плоских волновода (рис. 1). В каждом из волноводов, ограниченных референсными плоскостями $y_0 = \min\{y_\nu - R_\nu\}$ и $y_1 = \max\{y_\nu + R_\nu\}$, поля $P_s(x, y)$ рассеянных волн вычисляются по следующим формулам:

а) при $y \leq y_0$

$$P_s(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n^- \exp(-ig_n y) \sin(\eta_n x - \Theta_n), \quad (26)$$

$$A_n^- = (2\pi i / g_n \gamma_n) \sum_{v=1}^N \exp(ig_n Y_v) \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{mv} (-i)^m J_m(kR_v) \sin(\eta_n X_v - m\Psi_n - \Theta_n); \quad (26a)$$

б) при $y \geq y_1$

$$P_s(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n^+ \exp(ig_n y) \sin(\eta_n x - \Theta_n), \quad (27)$$

$$A_n^+ = (2\pi i / g_n \gamma_n) \sum_{v=1}^N \exp(-ig_n Y_v) \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{mv} (i)^m J_m(kR_v) \sin[\eta_n X_v + m(\Psi_n + \pi) - \Theta_n]. \quad (27a)$$

При вычислении $P_s(x, y)$ в области волноводного узла, т. е. при $y_0 \leq y \leq y_1$, следует учитывать источники поля, расположенные как справа, так и слева от плоскости y . Слева от плоскости y они располагаются на всей поверхности цилиндров, у которых $Y_v + R_v \leq y$, и на части поверхности тех цилиндров, которые пересекаются с плоскостью y ; справа от плоскости y — на поверхности цилиндров с $Y_v - R_v \geq y$ и на той части поверхности цилиндров, пересекающихся с плоскостью y , для которых $y_v \leq y$. Обозначим через N_y^+ число цилиндров с $Y_v + R_v \leq y$, N_y^- — $Y_v - R_v \geq y$ и N_y^0 — число цилиндров, пересекающихся с плоскостью y . Тогда для вычисления поля $P_s(x, y)$ в области волноводного узла может быть использовано следующее выражение:

$$P(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \{a_n^+(y) \exp(ig_n y) +$$

$$+ a_n^-(y) \exp(-ig_n y) \} \sin(\eta_n x - \Theta_n), \quad (28)$$

где

$$\begin{aligned} a_n^+(y) = & (2\pi i / \gamma_n g_n) \left\{ \sum_{v=1}^{N_y^+} \exp(-ig_n Y_v) \times \right. \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{mv} i^m J_m(kR_v) \sin[\eta_n X_v + m(\Psi_n + \pi) - \Theta_n] + \\ & + \sum_{v=1}^{N_y^0} \exp(-ig_n Y_v) \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{mv} i^m [(1 - \varphi(y)/\pi) J_m(kR_v) \times \\ & \times \sin(\eta_n X_v + m(\Psi_n + \pi) - \Theta_n) + \\ & + i^m / \pi \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq m}}^{\infty} (-i)^p J_p(kR_v) \frac{\sin(m-p)(\pi - \varphi(y))}{m-p} \times \\ & \left. \times \sin(\eta_n X_v + p(\Psi_n + \pi) - \Theta_n) \right\}, \quad (28a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_n^-(y) = & (2\pi i / \gamma_n g_n) \left\{ \sum_{v=1}^{N_y^-} \exp(ig_n Y_v) \times \right. \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{mv} (-i)^m J_m(kR_v) \sin[\eta_n X_v - m\Psi_n - \Theta_n] + \\ & + \sum_{v=1}^{N_y^0} \exp(ig_n Y_v) \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{mv} (-i)^m [(\varphi(y)/\pi) J_m(kR_v) \times \\ & \times \sin(\eta_n X_v - m\Psi_n - \Theta_n) + \\ & + (-i)^m \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^p J_p(kR_v) \frac{\sin(m+p)\varphi(y)}{m+p} \times \\ & \left. \times \sin(\eta_n X_v + p\Psi_n - \Theta_n) \right\}, \quad (28б) \end{aligned}$$

$$\varphi(y) = \arccos[(y - Y_v) / R_v].$$

3.1. Анализ структуры дифрагированных полей

Используя изложенную выше методику, можно с заданной точностью определить все параметры и функции, которые необходимы для детального анализа как распределения полного поля $P(x, y)$, так и структуры дифрагированных полей $P_s(x, y)$. С помощью коэффициентов b_{vm} , полученных в результате решения системы (23), могут быть найдены амплитуды B_{mv} и C_{mv} (формулы (17), (24)), рассчитаны распределения полей рассеянных волн $P_s(x, y)$ (формулы (14), (15), (22)), потенциалов $F_{(v)}(r_v, \varphi_v)$ и $\Phi_{(v)}(r_v, \varphi_v)$ в каждом упругом цилиндре (формулы (16)), амплитуды нормальных мод A_n^- и A_n^+ в отраженной и прошедшей волнах (формулы (26а), (27а) и т. д. Это позволяет не только детально проанализировать структуру дифрагированных упругими цилиндрами полей, но и исследовать зависимость ее от материальных и геометрических параметров волновода в любом диапазоне частот. Наибольший интерес в этом плане представляют явления, обусловленные резонансным возбуждением упругих колебаний цилиндров и особенности структуры дифрагированных колец как в ближней, так и дальней зонах.

Заполненный упругими цилиндрами объем волновода между двумя референсными плоскостями $y = y_0$ и $y = y_1$ можно рассматривать как волноводный узел, нагруженный на два полубесконечных регулярных волновода. Поле вне его можно характеризовать падающим полем и реакцией волноводного узла на падающую волну. Такая реакция определяется набором дифрагированных волн, уходящих от узла или затухающих при удалении от него. Так как система линейна, то для описания результирующего поля достаточно использовать матрицу рассеяния \hat{S} , которая определяет связь между амплитудами мод в падающей и дифрагированной волнах:

$$A = \hat{S}^{11} A^-, \quad A = \hat{S}^{12} A^+, \quad (29)$$

где $A = \{A_n\}$, $A^- = \{A_n^-\}$, $A^+ = \{A_n^+\}$ — векторы, компонентами которых являются комплексные амплитуды мод соответственно в падающей, отраженной и прошедшей волнах; $\hat{S}^{11} = \|\hat{S}_{nm}^{11}\|$ — матрица отражения в первый волновод, $\hat{S}^{12} = \|\hat{S}_{nm}^{12}\|$ — матрица прохождения или трансформации из 1-го волновода во 2-й. Элементы этих матриц представляют собой отношение амплитуд нормальных волн в падающей, отраженной и прошедшей волнах:

$$S_{nm}^{11} = \frac{A_m^-}{A_n}, \quad S_{nm}^{12} = \frac{A_m^+}{A_n}, \quad (30)$$

где S_{nm}^{11} и S_{nm}^{12} — коэффициенты отражения и прохождения мод с соответствующими номерами n .

Область волноводного узла можно рассматривать и как некий резонатор, имеющий дифракционные потери на излучение. По существу он является волноводным аналогом открытого резонатора. Определение собственных частот и колебаний такого резонатора составляет основную проблему спектральной краевой задачи. Ее решение имеет большое значение при исследовании резонансного рассеяния волн в волноводе. Основываясь на физической предпосылке о том, что спектр открытых волноводных структур является дискретным и конечнократным, можно краевую задачу свести к однородной системе линейных алгебраических уравнений:

$$b_{vm} + \sum_{l=1}^N \left(\sum_{p=-\infty}^{\infty} b_{lp} M_{pm}^{lv} \right) = 0, \quad (31)$$

$$v = 1, 2, \dots, N; \quad -\infty < m < \infty,$$

где M_{pm}^{lv} вычисляются по формулам (25).

Спектр собственных волновых чисел k_s (или критических частот), определяется из условия, при котором система (31) имеет нетривиальное решение, т. е.

$$\det \| I + M_{pm}^{lv}(k) \| = 0.$$

Значения $k = k_s$ на действительной оси, где одновременно действительная и мнимая части детерминанты равны нулю, определяют критические частоты волновода.

В точках $k = k_s$ матрица системы (23) оказывается вырожденной. Поэтому при численной реализации системы (23) проводится во всем диапазоне изменения k за исключением значений $k = k_s$.

Для анализа основных закономерностей дифракции волноводных мод на упругих телах в слое жидкости, а также для демонстрации возможностей предлагаемого метода проведено решение задачи для простейшего варианта волноводной системы, соответствующего следующим значениям параметров:

$$N = 1, \quad \alpha_0 = \alpha_1 = 1; \quad \beta_0 = \beta_1 = 0,$$

т. е. с одним упругим цилиндром и абсолютно "мягкими" стенками.

Параметры жидкости: $\rho = 10^3$ кг/м³, $c = 1493$ м/с. Параметры цилиндра: $X_0 = \pi/2$, $Y_0 = 10^3$, $\rho_0 = 7.7 \cdot 10^3$ кг/м³, $R_1 = \pi/20$;

1) $\lambda_1 = 1.11 \cdot 10^{10}$ Па, $\mu_1 = 8 \cdot 10^{10}$ Па — "жесткий" цилиндр;

2) $\lambda_2 = 2 \cdot 10^{-2} \lambda_1$, $\mu_2 = 2 \cdot 10^{-2} \mu_1$ — "мягкий" цилиндр. В качестве падающей волны принята волноводная мода с $n = 1$ и $A_1 = 1$.

Подобный выбор граничных условий, положения цилиндра и волны поля "подсветки" позволяет осуществить дополнительное тестирование алгоритмов расчета путем контроля заранее известных особенностей решений, обусловленных симметрией волноводной системы.

3.2. Амплитудно- и фазо-частотные характеристики волноводных мод в рассеянной волне

Для решения системы (23) обычно используется метод редукции. Сходимость метода и его эффективность определяются структурой матрицы $\|I + M_{pm}^{\nu}\|$ и поведением ее элементов с ростом индексов $|p|$, $|m|$.

В результате численного эксперимента установлено, что действительные и мнимые части матричных элементов M_{pm} с удалением от центра на три элемента в любом направлении уменьшаются по крайней мере на 3 — 4 порядка. На рис. 2 показаны распределения модулей элементов матрицы $\|I + M_{pm}\|$ для двух вариантов краевой задачи: для волновода с абсолютно "мягкими" стенками (рис. 2 а, б) и волновода с абсолютно "мягкой" и "жесткой" стенками (рис. 2 в, г), все другие параметры задачи были одинаковы. В центральной части распределение матричных элементов имеет, естественно, различный характер для разных вариантов. Однако, в основном, поведение их с ростом $|p|$ и $|m|$ одинаково: диагональные элементы матрицы по модулю приближаются к единице, а недиагональные заметно отличаются от нуля лишь при $|p|$, $|m| \leq 3$. Такая структура матрицы обеспечивает быструю сходимость метода редукции при решении системы (23). Численные оценки показывают, что для расчета коэффициентов b_{mn} с точностью до 10^{-4} достаточно использовать "усеченные" матрицы размерностью 15 x 15.

Эти результаты наглядно демонстрируют устойчивость решений, получаемых в рамках развитого в настоящем исследовании метода, и возможность его использования для широкого круга дифракционных задач.

Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) матричных элементов $S_{1p}^{11} = A_p^-/A_1$ и $S_{1p}^{12} = A_p^+/A_1$, рассчитанные с помощью (26а)

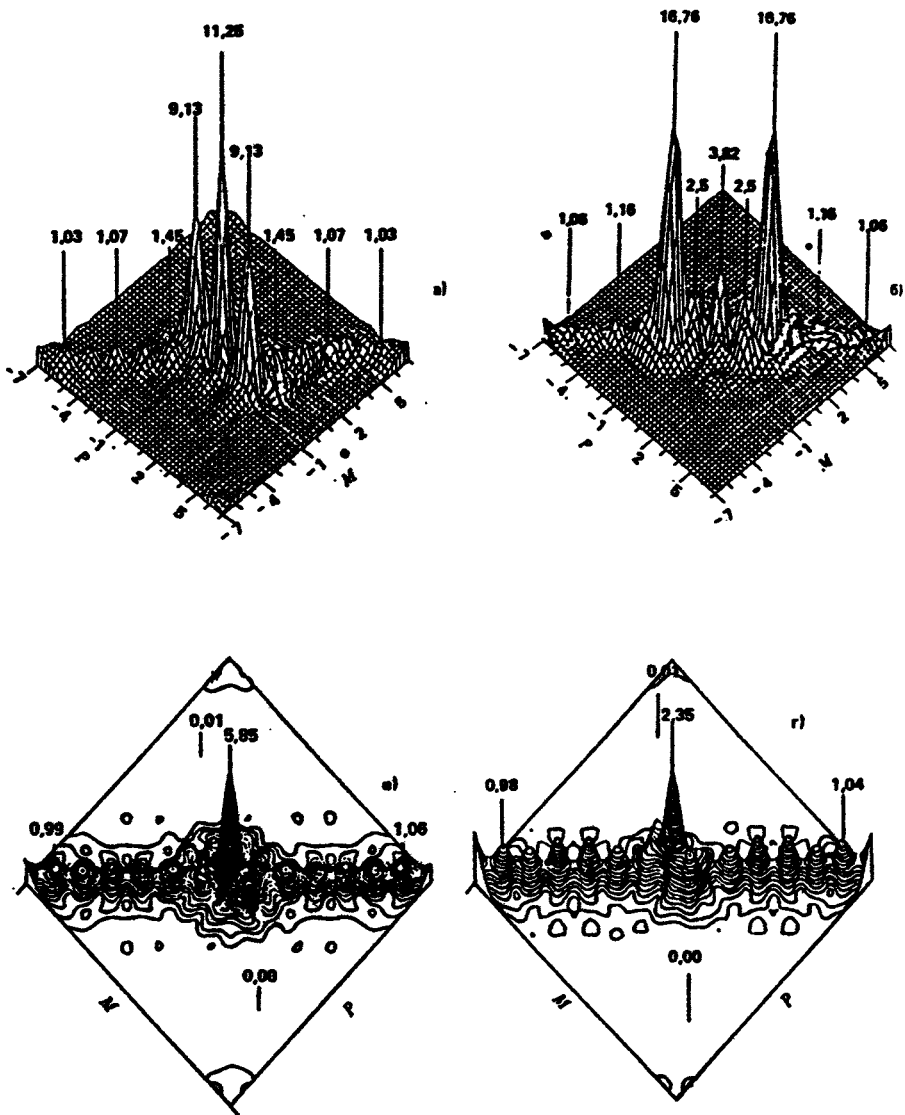


Рис. 2. Модуль элементов матрицы M_{pm}^N в зависимости от значений индексов p и m : а, в - $k = 3,001$; б, г - $k = 4,6$.

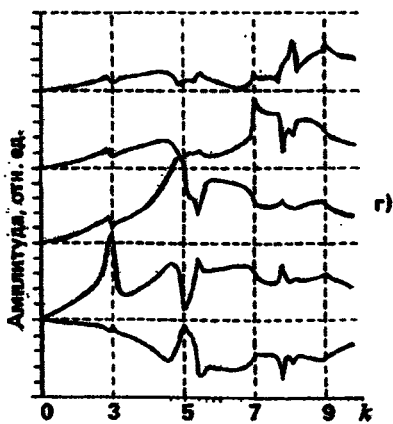
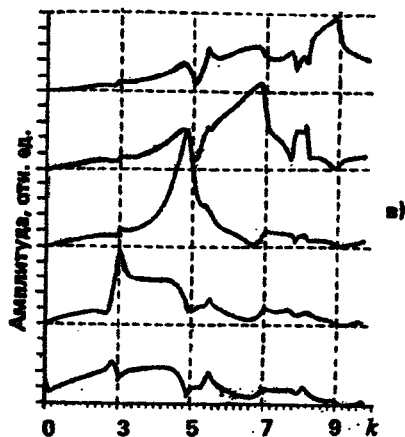
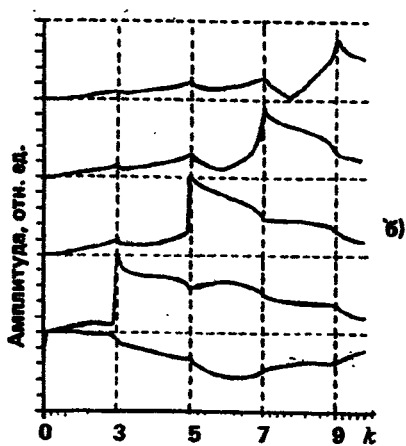
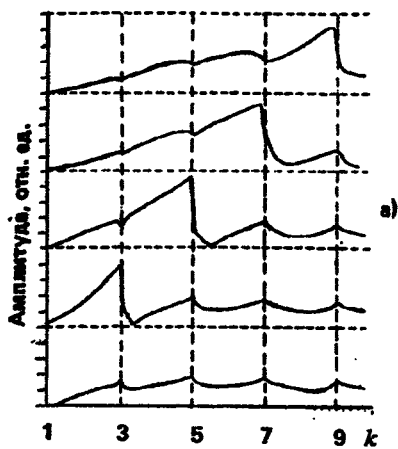


Рис. 3. Амплитудно-частотные зависимости матричных элементов S_{1p}^1 и S_{1p}^2 :
 а - S_{1p}^1 , $\lambda = \lambda_1$, $\mu = \mu_1$; б - S_{1p}^2 , $\lambda = \lambda_1$, $\mu = \mu_1$;
 в - S_{1p}^1 , $\lambda = \lambda_2$, $\mu = \mu_2$; г - S_{1p}^2 , $\lambda = \lambda_2$, $\mu = \mu_2$

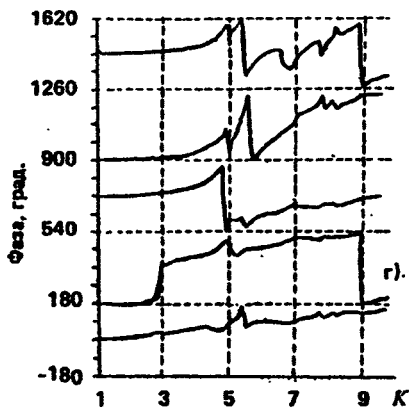
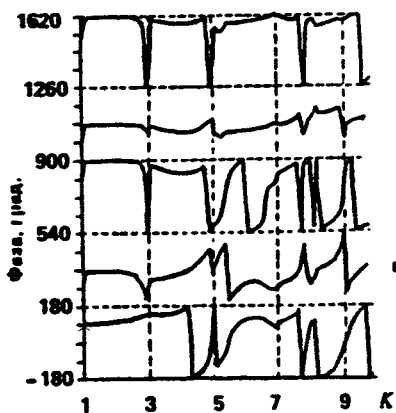
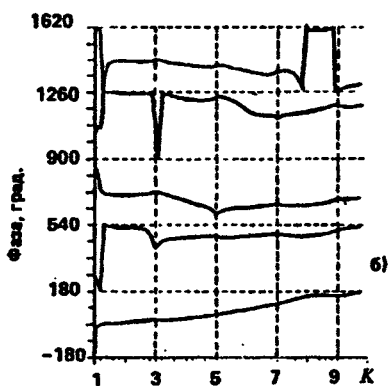
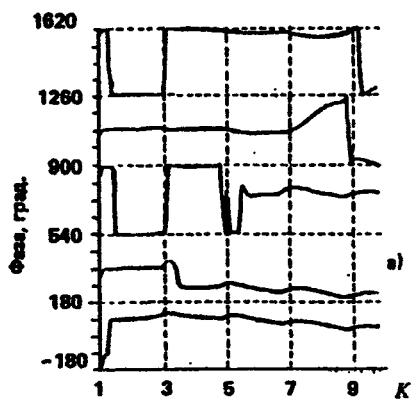


Рис. 4. Фаза-частотные зависимости матричных элементов S_{1p}^1 и S_{1p}^2

$a - S_{1p}^1, \lambda = \lambda_1, \mu = \mu_1; \quad \delta - S_{1p}^2, \lambda = \lambda_1, \mu = \mu_1;$

$\varepsilon - S_{1p}^1, \lambda = \lambda_2, \mu = \mu_2; \quad \zeta - S_{1p}^2, \lambda = \lambda_2, \mu = \mu_2$

и (27а), представлены на рис. 3 для условно "жесткого" (а, б) и условно "мягкого" (в, г) цилиндров. Можно видеть, что в обоих вариантах как в отраженной, так и прошедшей волнах имеются волноводные моды только с нечетным индексом n . Это связано с тем, что структуры "падающей" волны и волноводного узла симметричны относительно плоскости $x = \pi/2$.

Анализ АЧХ показывает, что в окрестности резонансных частот системы цилиндр ведет себя как абсолютно "мягкое" тело. Вне этой окрестности цилиндр приближенно можно рассматривать как абсолютно "жесткое" тело. На рис. 3, а — г изображены АЧХ для условно "жесткого" цилиндра в случае, когда резонансные частоты существенно выше рассматриваемого диапазона частот. Эти кривые имеют достаточно регулярный характер, испытывая изломы при n нечетных в окрестностях соответствующих критических частот, причем амплитуда каждой моды в окрестности своей критической частоты преобладает над всеми остальными модами. Этот факт объясняется многократным отражением энергии от стенок волновода в окрестности критической частоты для данной моды, что приводит к резкому возрастанию плотности ее акустической энергии в волноводе. Впервые такого рода явления наблюдались в оптике при рассеянии световых волн на решетках и получили название аномалий Вуда [29]. Резкое увеличение амплитуды отраженной волны при $k < 1,2$ связано с тем, что на этих частотах волноводный узел представляет собой закрытое сужение для "падающей" волны.

На рис. 3, а — г показаны АЧХ для условно "мягкого" цилиндра. В этом случае упругие свойства цилиндра оказывают весьма существенное влияние на структуру рассеянного поля, поэтому резкие изменения амплитуд гармоник происходят и в окрестностях собственных частот $k_s \neq n$, причем если в случае "жесткого" цилиндра они наблюдаются у гармоник с n , близких k , то здесь они имеются в АЧХ всех гармоник.

Аналогичные особенности имеются и на фазово-частотных характеристиках (ФЧХ), изображенных на рис. 4, а — г.

ФЧХ построены в пределах $[0, 2\pi]$, при этом кривые претерпевают скачки в тех случаях, когда изменение фазы становится равным 2π . Из сопоставления ФЧХ с амплитудными зависимостями видно, что в областях, где проявляются резонансы, отмечается быстрое изменение фазы.

3.3. Распределение поля $P(x, y)$ в ближней и дальней зонах и источников поля $\mu(R, \varphi)$ на поверхности упругого цилиндра

Для анализа структуры поля на поверхности цилиндра и в непосредственной близости от нее было рассчитано распределение источников поля $\mu(R, \varphi)$ в зависимости от частоты волны "подсветки". На рис. 5 и 6 показано распределение модуля $|\mu(R, \varphi)|$ (а) и фазы функции $\mu(R, \varphi)$ (б) в зависимости от волнового числа k . Хорошо видно, что внутри цилиндра возбуждаются собственные формы колебаний, а при $k \sim 5.5$ и $k \sim 8$ они являются наиболее интенсивными. Причем структура их определяется модами с азимутальными номерами соответственно $m = 2$ и $m = 3$, добротность которых на этих частотах является наибольшей. Сопоставление с соответствующими АЧХ позволяет отметить пространственно-частотный синхронизм для пятой и седьмой мод волновода.

На рис. 7 с помощью изолиний изображены распределения модуля полного поля $|P_e(x, y) + P_{r1}(x, y)|$ в волноводе, рассчитанные по формулам (26), (28) при различных значениях k , λ и μ . Рассеивающий цилиндр отмечен темным кружком в соответствующем масштабе. Рис. 7, а, б соответствуют "жесткому" цилиндру, а рис. 7, в, г — "мягкому" цилиндру. При $k = 2.5$ изображено распределение поля $|P(x, y)|$, характерное для области малых частот. Оно соответствует одномодовому режиму, при котором распространяется только волноводная мода с $n = 1$. В области $y < Y_0 - R_1$, соответствующей области $y < -R_1$ на рис. 7, структура поля определяется в основном как суперпозиция двух встречных волн с $n = 1$; в области $y > Y_0 + R_1$ (на рис. 7 $y > R_1$) — одной бегущей волной с $n = 1$. Искажение поля вблизи цилиндра связано с появлением нераспространяющихся волн высших типов.

При $k = 4.6$ показано распределение поля, характерное для многомодовых режимов. Структура поля здесь как в ближней, так и дальней зоне оказывается достаточно сложной, ее особенности в значительной мере определяются параметрами волновода и рассеивающего тела. Резонансные колебания цилиндра приводят к резкому возрастанию амплитуды отраженной волны и мод высших порядков, что проявляется в различиях в структуре поля вблизи цилиндра между резонансным и нерезонансным рассеянием ("мягкий" и "жесткий" цилиндры соответственно).

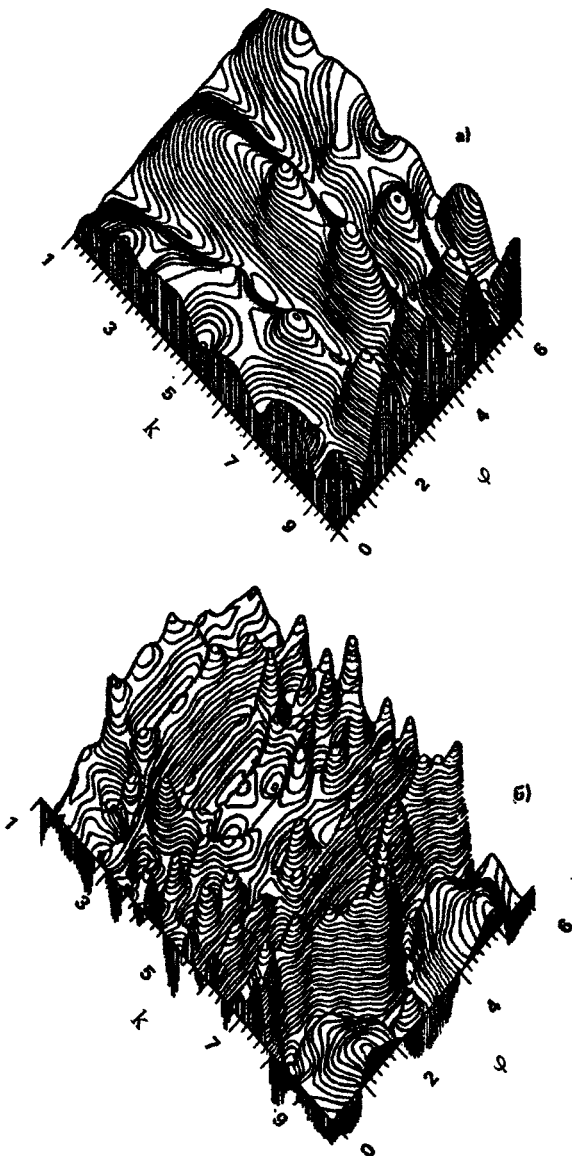


Рис. 5. Распределение амплитуд (а) и фаз (б) коэффициентов $\mu(R, \varphi)$ при $\lambda = \lambda_1, \mu = \mu_1$ на плоскости (k, φ)

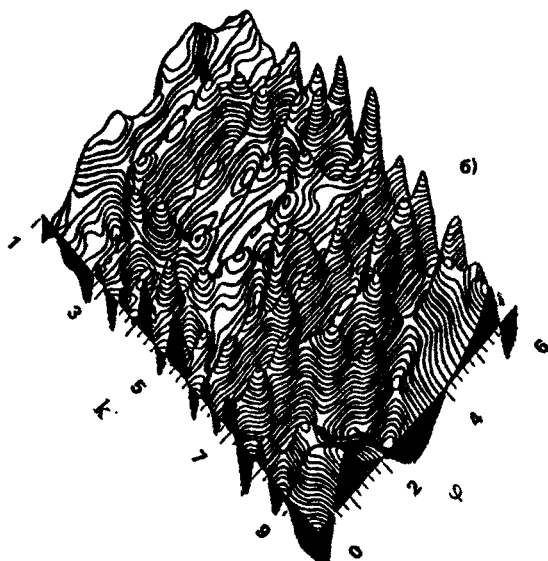
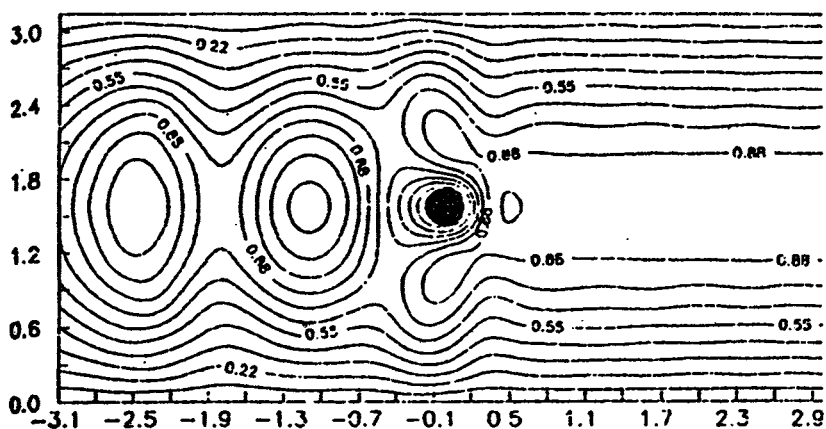
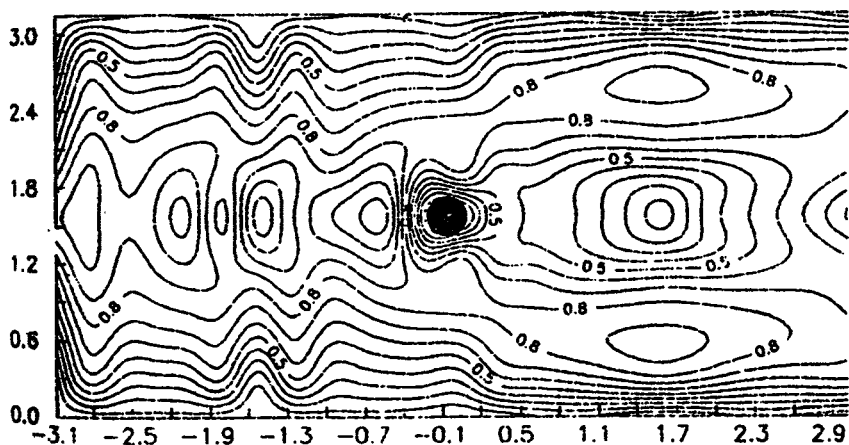


Рис. 6. Распределение амплитуд (а) и фаз (б) коэффициентов $\mu(R, \varphi)$ при $\lambda = \lambda_2, \mu = \mu_2$ на плоскости (k, φ)



a)

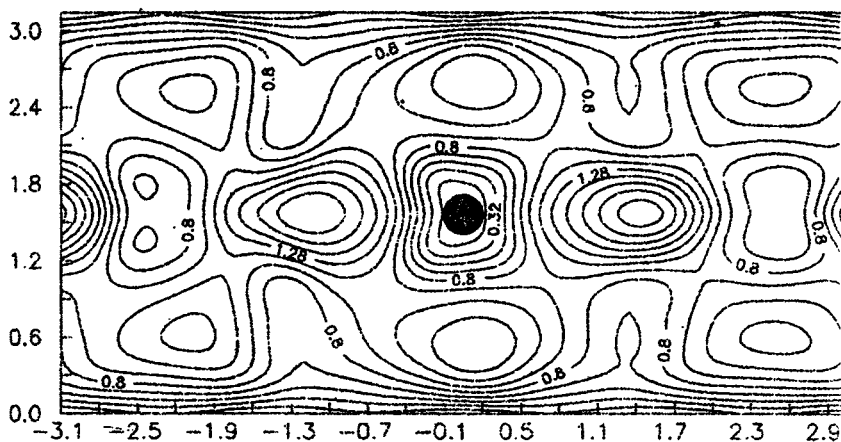


б)

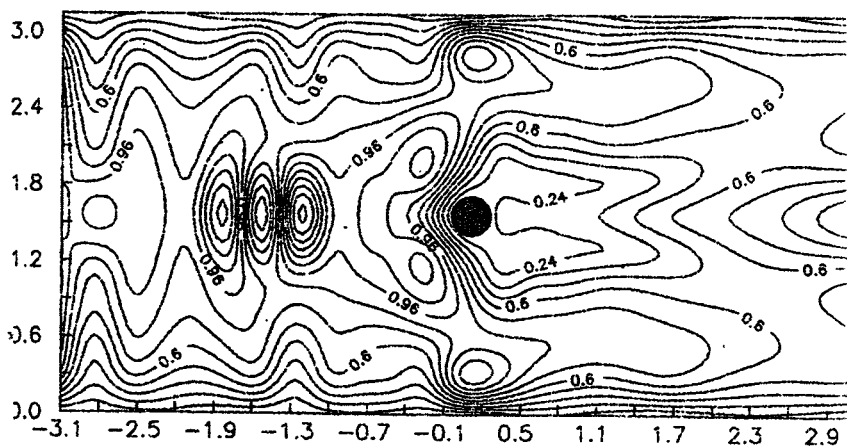
Рис. 7. Амплитуда поля давления. Изометрическая проекция. Линии постоянного уровня;

а - $\lambda = \lambda_1, \mu = \mu_1, k = 2,5$; **б** - $\lambda = \lambda_1, \mu = \mu_1, k = 4,6$;

в - $\lambda = \lambda_2, \mu = \mu_2, k = 3,001$; **г** - $\lambda = \lambda_2, \mu = \mu_2, k = 2,5$



в)



г)

Рис. 7. Окончание

В настоящем исследовании предложен и развит метод решения внутренней краевой задачи для неоднородных плоскостных волноводов, заключающийся в использовании метода интегральных уравнений в сочетании с методом Рэлея, что расширило возможности анализа структуры акустических полей в различных областях неоднородной волноводной системы. Возможности метода продемонстрированы на примере решения двумерной задачи о дифракции акустических волн на упругих цилиндрах в слое жидкости. Развита алгоритмы расчета дифрагированных полей с заданной точностью. Исследована структура полей вблизи упругого цилиндра в случае резонансного рассеяния.

В результате исследований установлено, что предложенный метод характеризуется быстрой сходимостью и устойчивостью решений. Показано, что развитый в настоящей работе подход позволяет решить широкий круг задач, связанных с дифракцией на неоднородностях в волноводах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куртепов В. М. Влияние внутренних волн, волн Россби, мезомасштабных вихрей и течений на распространение звука в океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. И. Б. Андреевой, Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1982. С. 36 - 52.
2. Лысанов Ю. П., Плоткин А. М., Шапиро Г. И. Влияние внутритермоклинных линз на акустические поля в океане // Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25, № 12. С. 1272 - 1280.
3. Подводная акустика и обработка сигналов / Под ред. Л. Бьерне. М.: Мир, 1985.
4. Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Петников В. Г. Приближенный подход к задаче о дифракции волн с плавно меняющимися параметрами // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 4. С. 440 - 446.
5. Manley T., Hunkins K. Mesoscale addies in the Arctic ocen // J. Geophys. Res. 1985. V. 90, № C3, P. 4911 - 4930.
6. Ingenito F. Scattering from an object in a stratified medium // JASA. 1987. V. 82. P. 2051 - 2059.
7. Медвин Г., Сполдин Р. П. Подводная гора и дифракция // Акустика дна океана / Под ред. Ф. Енсена, У. Купермана. М.: Мир, 1984. С. 260 - 276.
8. Morita N., Kumagai N. Scattering and mode conversion of guided by a spherical object in an optical fiber // IEEE Trans. on Microwave Theori. 1980. V. MTT - 28, № 2. P. 137 - 141.
9. Uzunoglu N. K., Fikioris J. G. Scattering from an inhomogeneity inside a dielectric-slad wave guide // JOSA, 1982. V. 72, № 5. P. 628 - 637.
10. Gottis P. G., Kanellopoulos J. D. Scattering from dielectric cylinders

embedded in two-layer lossy medium // *Int. J. Electronics*. 1986. V. 61, № 4. P. 477 - 486.

11. *Uziunoglu N. K., Kanellopoulos J. D.* Scattering from underground tunnels // *J. Phys. A*. 1982. V. 75, № 15. P. 459 - 471.

12. *Галишикова Т. Н., Ильинский А. С.* Численные методы в задачах дифракции. М.: Изд-во МГУ, 1987.

13. *Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А.* Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. Киев: Наук. думка, 1984.

14. *Никольский В. В.* Вариационные методы для задач дифракции // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1977. Т. 20, № 1. С. 5 - 45.

15. *Каценеленбаум Б. З.* Дифракция на большом отверстии в широком волноводе // *ДАН СССР*. 1962. Т. 144, № 2. С. 322 - 325.

16. *Гессард Э. Э., Хук У. Х.* Волны в атмосфере // М.: Мир, 1987. С. 532.

17. *Шендеров Е. Л.* Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989.

18. *Waterman P. C.* New formulation of acoustic scattering // *JASA*. 1969. V. 45, № 6. P. 1417 - 1430.

19. *Werby M. F., Tango G. I.* Application of the extended boundary condition equations to scattering from fluid-loaded bounded object // *Engineering Analysis*, 1988. V. 5, № 1. P. 12 - 20.

20. *Werby M. F., Chin-Buing S.* Numerical techniques and their use in extension of T-matrix and null-field approaches to scattering // *Int. J. Comp. Math: Appls*. 1985. V. 11 (7/8). P. 717.

21. *Белоцерковский С. М., Лифанов И. К.* Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М.: Наука, 1985.

22. *Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А.* и др. Коротковолновая дифракция в многомодовом слоевом волноводе // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34, № 1. С. 55 - 59.

23. *Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А.* и др. Особенности коротковолновой дифракции звука в многомодовых слоевом - неоднородных волноводах // *Акустика в океане / Под ред. Андреевой И. Б., Бреховских Л. М. М.* : Наука. 1992. С. 175 - 189.

24. *Немцова В. Н., Федорюк М. В.* Дифракция звуковых волн на тонком теле вращения в двуслойной жидкости // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32, № 1. С. 131 - 134.

25. *Collins M. D., Werby M. F.* A parabolic equation model for scattering in the ocean // *JASA*. 1989. V. 85, № 5. P. 1895 - 1905.

26. *Смирнов И. П., Хилько А. И.* Структура высокочастотных акустических полей в стратифицированной неоднородной среде в присутствии криволинейных поверхностей // *Вестн. киевского политехнического института. Электроакустика и звукотехника*. Киев, 1992. Вып. 16. С. 5 - 9.

27. *Смирнов И. П., Хилько А. И.* О проблеме нацеливания в задаче расчета звукового поля в неоднородной среде с локализованными неоднородностями // *Вестн. киевского политехнического института. Электроакустика и звукотехника*. Киев, 1992. Вып. 16. С. 9-12.

28. *Белов В. Е., Горский С. М., Хилько А. И., Широков В. Н.* Дифракция акустических волн на упругом цилиндре в многомодовом слоевом волноводе // *Волны и дифракция -90. М.: Физическое общество*, 1990. Т. 1. С. 378 - 382.

29. *Нефедов Е. И., Сивов А. Н.* Электродинамика периодических структур. М.: Наука, 1977. 208 с.

**РАЗВИТИЕ
МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ
ОКЕАНИЧЕСКИХ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ**

МЕТОД ДОПЛЕРОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДНА ГЛУБОКОВОДНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

*И. Б. Бурлакова, А. Л. Зейгман,
Ю. В. Петухов, М. М. Славинский*

1. ВВЕДЕНИЕ

В глубоководных районах Мирового океана при расположении корреспондирующих точек вдали от оси подводного звукового канала по трассе распространения акустических волн возникают обширные области геометрической тени для сигналов, распространяющихся по "чисто" водным лучам, где поле формируется отражениями от дна и свободной поверхности [1]. Естественно, что в зонах акустической тени интенсивность поля существенно зависит лишь от геоакустических характеристик подводного грунта, поэтому для прогнозирования эффектов дальнего распространения низкочастотных звуковых сигналов в океанических волноводах, с использованием, например, модовой теории [2], необходимо построение некоторых обобщенных геоакустических моделей осадочной толщи дна, в основе которых должны лежать соответствующие экспериментальные данные, как минимум, для скорости звука и плотности среды в осадках. Значения этих величин могут быть найдены с использованием, например, модифицированного метода отраженных волн [3], однако в этом случае придется проводить специальные сейсмоакустические исследования с применением источников широкополосных импульсных сигналов. В настоящее же время, в большинстве случаев, при проведении акустических исследований океана используются источники тональных звуковых сигналов, что позволяет эффективно применять для выделения необходимой полезной информации выводы

теории временной и пространственной фильтрации [4]. Именно поэтому весьма актуальной проблемой является разработка акустических методов определения скорости звука и плотности среды в осадочной толще дна океана, использующих источники тональных звуковых сигналов, поскольку такие методы позволили бы при проведении одних только акустических исследований по распространению низкочастотного звука в океанических волноводах, без проведения дополнительных сейсмоакустических экспериментов, получать необходимую информацию об основных геоакустических параметрах подводного грунта.

В этих условиях при изучении осадков наиболее перспективным может являться, по-видимому, томографический метод, однако его использование в стандартной форме [5], в которой он применялся в акустике океана при определении неоднородностей водной толщи, не представляется целесообразным. В самом деле, при проведении акустических экспериментов используются буксируемые излучающие комплексы, генерирующие непрерывные тональные сигналы или тонально-импульсные посылки, значительная длительность которых согласуется с требованиями узости их спектрального состава. Поэтому вызывает значительные трудности в данном случае применение разработанных в работе [5] алгоритмов, основанных на использовании довольно точной информации о временах распространения акустических сигналов по различным лучам при строго фиксированном расположении корреспондирующих точек. К отличающемуся от [5] типу томографических систем принадлежит система, основанная во многом на работах автора [6] и сочетающая принципы реконструктивной томографии с доплеровскими эффектами [7]. Разработанный в [7] метод доплеровской томографии, известный в настоящее время как метод синтезируемой радиолокационной апертуры [8–10], впервые был применен для получения карт отражательной способности Луны [7], а затем в ультразвуковой технике [11]; в последние же годы этот метод находит все большее применение и в акустике океана [12–14, 15–17].

В данной работе, с учетом результатов, полученных в [12–14], продемонстрированы возможности метода доплеровской томографии для целей определения, во-первых, угловой зависимости коэффициента отражения от ровного дна и, тем самым, значений скорости звука и плотности в осадках, во-вторых, угловой зависимости рассеянных неровным дном акустических сигналов.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ТОНАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ОТ РОВНОГО ДНА ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Вначале, с целью иллюстрации метода, рассмотрим простейший волновод, представляющий собой однородный глубиной H слой жидкости со скоростью звука c_0 и плотностью ρ_0 в ней, лежащий на однородном жидком полупространстве с соответствующими акустическими характеристиками c и ρ . Тогда, при движении в строго определенном горизонтальном направлении $r = vt$ ($t \geq 0$) на глубине z_s со скоростью v ($v/c_0 \ll 1$) тонального источника с частотой излучения $f_0 = \omega_0/2\pi$, на глубине z_r в неподвижной точке приема зависимость возмущения давления $p'(t)$ от времени $t(r)$ будет определяться сигналами, распространяющимися вдоль пары "водных" лучей и четверок лучей различной кратности ($m = 1, 2 \dots$) отражения от дна, с соответствующими зависимостями частот от r (см. [12, 13]). Поскольку в дальнейшем представляют интерес лишь донные отражения, то при ситуации, наиболее благоприятной для разделения их по доплеровским смещениям частоты ($z_s/H \ll 1$ и $z_r/H \ll 1$), каждое отражение будет формироваться четверками сигналов одинаковой кратности m . Поэтому, выполнив "скользящий" спектральный анализ сигнала

$$S(t, \omega, T) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p'(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau$$

с усреднением T по времени, для спектральной плотности потока мощности $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$ сигнала донного отражения кратности m получим, в отличие от [18–20], в приближении "картины" мнимых источников (см. [21]) следующее выражение:

$$\begin{aligned} |S^{(m)}(\omega, r)|^2 = & R_0^2 |S_{1m}(\omega) V^m(\theta_{1m}) e^{i\omega t_{1m}}/R_{1m} - \\ & - S_{2m}(\omega) V^m(\theta_{2m}) e^{i\omega t_{2m}}/R_{2m} - S_{3m}(\omega) V^m(\theta_{3m}) e^{i\omega t_{3m}}/R_{3m} + \\ & + S_{4m}(\omega) V^m(\theta_{4m}) e^{i\omega t_{4m}}/R_{4m}|^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$t_{jm} = R_{jm}/c_0, \quad \theta_{jm} = \arcsin(r/R_{jm}), \quad R_{jm} = \sqrt{r^2 + (2mH + h_j)^2},$$

$$j = [1, 4], \quad h_1 = -(z_s + z_r), \quad h_2 = -(z_s - z_r),$$

$$h_3 = -h_2, \quad h_4 = -h_1, \quad \omega_{jm} = \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c_0} \frac{r}{R_{jm}}\right),$$

$$S_{jm} = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \Omega_{jm}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_{jm}}{\Omega_{jm}}\right)^2\right],$$

$$V(\theta_{jm}) = (\mu \cos \theta_{jm} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{jm}}) / (\mu \cos \theta_{jm} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{jm}}),$$

$$n = c_0/c, \quad \mu = \rho/\rho_0. \quad (2)$$

Здесь $S_{jm}(\omega)$ — спектр сигнала на малом расстоянии R_0 , Ω_{jm} — параметр, характеризующий ширину спектра сигнала, распространяющегося вдоль соответствующего луча. При излучении и приеме сигналов вблизи свободной поверхности (когда $(h_j/2mH^2) \ll 1$) из выражений (2) следуют приближенные зависимости для параметров

$$t_{jm} = \frac{R_m}{c_0} \left(1 + \frac{2mHh_j}{R_m^2}\right), \quad R_{jm} = R_m = \sqrt{r^2 + (2mH)^2},$$

$$\theta_{jm} = \theta_m = \arcsin \frac{r}{R_m}, \quad \omega_{jm} = \omega_m = \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c_0} \frac{r}{R_m}\right),$$

$$\Omega_{jm} = \Omega_m, \quad S_{jm}(\omega) = S_m(\omega) = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \Omega_m} e^{-\left(\frac{\omega - \omega_m}{\Omega_m}\right)^2}, \quad (3)$$

используя их, получим для $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$ наглядную зависимость:

$$|S^{(m)}(\omega, r)|^2 = 4\left(\frac{R_0}{R_m}\right)^2 |S_m(\omega)|^2 |V(\theta_m)|^{2m} \times$$

$$\times \left[1 - \cos\left(\frac{\omega_m}{c_0} \frac{4mHh_s}{R_m}\right) - \cos\left(\frac{\omega_m}{c_0} \frac{4mHh_r}{R_m}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\omega_m}{c_0} \frac{4mHh_2}{R_m}\right) + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\omega_m}{c_0} \frac{4mHh_4}{R_m}\right)\right]. \quad (4)$$

Здесь следует отметить два обстоятельства. Во-первых, для разделения по доплеровским смещениям частоты соседних отражений m и $m + 1$ необходимо синтезировать апертуру $D = vT > L = \frac{c_0}{f_0 r} \times$

$\times \frac{R_m \times R_{m+1}}{R_{m+1} - R_m}$, размер которой должен быть значителен на больших расстояниях $(2mH/r)^2 \ll 1$, поскольку параметр

$L = [c_0/2(2m+1)f_0] \times (\frac{r}{H})^2$ быстро увеличивается с ростом r .

Во-вторых, при получении выражения (4) пренебрегалось различиями в доплеровских смещениях частоты в характерных для каждого из четверках сигналов (см. (3)), так как при $z_s/H \ll 1$ и $z_r/H \ll 1$ осуществить разделение $f_{jm} = \omega_{jm}/2\pi$ ($j = [1, 4]$) представляется затруднительным во всей области расстояний $0 < r < \infty$. Действительно, это разделение возможно лишь при выполнении следующих условий: $\sigma_1 = |\delta \Delta f_{jm} / \Delta \bar{f}| > 1$,

$\sigma_2 = |\delta \Delta f_{jm} / \Omega_m| > 1$, где $\delta \Delta f_{jm} = -f_0 \frac{v}{c_0} \frac{r}{R_m^3} 4z_j mH$ — различия в доплеровских смещениях частоты в четверках сигналов, $\Delta \bar{f} =$

$= -f_0 \frac{v}{c_0} \frac{D}{R^3} (2mH)^2$ — диапазон усреднения по доплеровскому смещению частоты при синтезировании апертуры D ; $z_1 = z_s$, $z_2 = z_r$,

$z_3 = |h_2|$, $z_4 = h_4$. Полагая $\Omega_m = \Omega = \text{const}$ и $D = L$, для σ_1 и σ_2 получим следующие оценочные выражения:

$$\sigma_1 = \frac{f_0 z_j r^2}{c_0 mH} \frac{R_{m+1} - R_m}{R_{m+1} \times R_m}, \quad \sigma_2 = \frac{v}{c_0} \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{4mHr z_j}{R_m^3}, \quad (5)$$

из которых нетрудно получить наглядные зависимости в двух предельных случаях:

$$\sigma_1 \approx \frac{f_0 z_j}{c_0} \frac{2}{m+1} \left(\frac{r}{2mH}\right)^2, \quad \sigma_2 \approx \frac{v}{c_0} \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{r z_j}{2(mH)^2}, \quad \left(\frac{r}{2mH}\right)^2 \ll 1,$$

$$\sigma_1 \approx \frac{f_0 z_j}{c_0} \frac{2(2m+1)H}{m} \frac{1}{r}, \quad \sigma_2 \approx \frac{v}{c_0} \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{4mH z_j}{r^2}, \quad \left(\frac{r}{2mH}\right)^2 \gg 1. \quad (6)$$

Из выражений (5), (6) следует, что разделение по доплеровским смещениям $\Delta f_{jm} = f_{jm} - f_0$ при $m = \text{const}$ возможно лишь для высоких частот $f_0 z_j / c_0 \gg 1$ и в промежуточной области расстояний $r \approx 2mH$.

После сделанных замечаний вернемся к анализу выражения (4), предварительно упростив его, рассмотрим случай $z_s = z_r = z$:

$$|S^{(m)}(\omega, r)|^2 = 16 \left(\frac{R_0}{R_m}\right)^2 |S_m(\omega)|^2 |V(\theta_m)|^{2m} \sin^4 \left[\frac{\omega_m}{c_0} \frac{4mHz}{R_m} \right]. \quad (7)$$

Как следует из (7), зависимость по r величины $J_m(\omega, r) = \left(\frac{R_0}{R_m}\right)^2 |S^{(m)}(\omega, r)|^2$ представляет собой осциллирующую с увеличивающимся с ростом расстояния периодом функцию, максимумы которой "повторяют" пространственную (угловую) зависимость модуля коэффициента отражения в степени, равной удвоенной кратности отражения. Из сравнения выражений (4) и (7) нетрудно увидеть, что последнее является более удобным для определения угловой зависимости $|V(\theta_m)|^{2m}$, поскольку все интерференционные максимумы, характеризующиеся последним сомножителем в (7), имеют одинаковые, в отличие от (4), амплитуды.

Таким образом, получив экспериментальную зависимость $J_m(\omega_m, r)$, можно по положению ее максимумов построить соответствующую ей угловую зависимость $|V(\theta_m)|^{2m}$, причем тем точнее при данном H , чем больше частота излучения, глубина погружения корреспондирующих точек, а также кратность донного отражения, поскольку увеличение этих параметров приводит к уменьшению периода осцилляций $J_m(\omega_m, r)$ по r , и угловая зависимость коэффициента отражения "снимается" более подробно. Определив с использованием $|V(\theta_m)|^{2m}$ угол полного внутреннего отражения θ_r и величину $W_0 = 1 - V(\theta_m = 0)$, найдем представляющие интерес значения параметров

$$n = \sin \theta_r, \quad \mu = (2 - W_0) n / W_0.$$

Учет стратификации скорости звука $c(z)$ по глубине z в водном слое не приводит к каким-либо существенным изменениям в предлагаемом здесь методе определения n и μ . Действительно, в геометрикоакустическом приближении представления поля в виде многократного рассеяния аналогично (1) находим следующее выражение:

$$|S^{(m)}(\omega, r)|^2 = R_0^2 |S_{1m}(\omega) V^m(\theta_{1m}) \frac{e^{j \frac{\omega}{c_1} \varphi_{1m}}}{\Sigma_{1m}^{1/2}} - S_{2m}(\omega) V^m(\theta_{2m}) \frac{e^{j \frac{\omega}{c_1} \varphi_{2m}}}{\Sigma_{2m}^{1/2}} - S_{3m}(\omega) V^m(\theta_{3m}) \frac{e^{j \frac{\omega}{c_1} \varphi_{3m}}}{\Sigma_{3m}^{1/2}} +$$

$$+ S_{4m}(\omega) V^m(\theta_{4m}) \frac{e^{i \frac{\omega}{c_s} \Phi_{4m}}}{\Sigma_{4m}^{1/2}} \Big|^2, \quad (8)$$

в котором

$$\Sigma_{jm} = \frac{\sqrt{n^2(z_s) - \sin^2 \theta_{jm}^{(0)}} \sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_{jm}^{(0)}}}{\sin \theta_{jm}^{(0)} / r_{jm} \left| \frac{\partial r_{jm}}{\partial \sin \theta_{jm}^{(0)}} \right|},$$

$$r_{jm} = 2mD(H) - r_j, \quad r_1 = D(z_s) + D(z_r),$$

$$r_2 = D(z_r) - D(z_s), \quad r_3 = -r_2, \quad r_4 = -r_1,$$

$$\Phi_{jm} = 2mJ(H) + \sin \theta_{jm}^{(0)} r - x_j, \quad x_1 = J(z_s) + J(z_r),$$

$$x_2 = J(z_r) - J(z_s), \quad x_3 = -x_2, \quad x_4 = -x_1,$$

$$D(z) = \int_0^z \frac{\sin \theta_{jm}^{(0)} dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_{jm}^{(0)}}}; \quad J(z) = \int_0^z \sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_{jm}^{(0)}} dz,$$

$$\omega_{jm} = \omega_0 \left[1 - \frac{v}{c_s} \sin \theta_{jm}^{(0)} \right].$$

Здесь $n(z) = c(z_s)/c(z)$ — показатель преломления для акустических волн, $c_s = c(z_s)$, $\theta_{jm}^{(0)} < \arcsin [n(H)]$ — угол выхода соответствующего луча из источника, являющийся решением уравнения для точки стационарной фазы $r_{jm}(\theta_{jm}^{(0)}) = r$; $\theta_{jm} = \arcsin \left[\frac{\sin \theta_{jm}^{(0)}}{n(H)} \right]$. При $z_s = z_r = z$ из (8) находим аналогичное (7) выражение

$$|S^{(m)}(\omega, r)|^2 = 16 \frac{R_0^2}{\Sigma_m} |S_m(\omega)|^2 |V(\theta_m)|^{2m} \sin^4 \left[\frac{\omega}{c(z_s)} 2J(z) \right], \quad (9)$$

где

$$\Sigma_m = \sqrt{n^2(z_s) - \sin^2 \theta_m^{(0)}} \sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_m^{(0)}} \left(\frac{\sin \theta_m^{(0)}}{r_m \left| \frac{\partial r_m}{\partial \sin \theta_m^{(0)}} \right|} \right)^{-1},$$

$$r_m = 2mD(H),$$

а угол выхода $\theta_m^{(0)}$ есть решение уравнения $r_m = r$. Как следует из сравнения выражений (7) и (9), стратификация скорости звука в водном слое не изменяет алгоритма определения угловых зависимостей $|V(\theta_m)|^{2m}$.

3. ЭФФЕКТИВНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА И ПЛОТНОСТИ СРЕДЫ В ОСАДКАХ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ МЕТОДА

Естественно, что определенные трудности возникают при учете слоистости осадочной толщи дна, когда, например, при многослойной структуре осадков выражение для $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$ уже не будет иметь столь простой вид (см. (1)), а поведение этой величины при данном m будет характеризоваться существенно многолучевой интерференцией ($\max \{j\} \gg 4$) с соответствующими для каждого луча сложными комбинациями коэффициентов отражения от границ раздела сред. При достаточно тонком по сравнению с глубиной океана осадочном слое толщины h ($h/H \ll 1$) можно, как показано в [22], в выражениях для $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$ использовать коэффициенты отражения для плоской волны, что, тем не менее, не упрощает определение стратификации скорости звука и плотности в осадках.

Однако в большинстве практически важных ситуаций учет слоистости дна сводится к рассмотрению одного слоя толщины h с резко выраженной границей раздела сред и зависящей от глубины скоростью звука в нем [23], что существенно упрощает определение акустических характеристик осадков сочетанием методов, предложенных здесь и в работе [24]. В самом деле, разделение по доплеровским смещениям частоты сигналов, отраженных от нижней и верхней границ сравнительно тонкого слоя $h/H \ll 1$, затруднительно при $z_s/H \ll 1$ и $z_r/H \ll 1$ по той же причине, что и сигналов, отраженных от одной из этих границ (см. выше (5), (6)); разделение можно осуществить лишь при приеме на донную станцию $z_r \rightarrow H$ сигналов, не испытавших отражения от свободной поверхности океана, но в практически трудно реализуемом случае $z_s \rightarrow H$. Поэтому определение угловых зависимостей коэффициентов отражения от нижней и верхней границ слоя возможно с использованием метода сравнения теоретических и экспериментальных зависимостей $J_m(\omega_m, r)$ по r , аналогичного методу, предложенному в [24], в котором необходимо проводить сравнение зависимостей

$\left| \sum_{m=1}^M S^{(m)}(\omega, r) \right|^2$ от глубины корреспондирующих точек на различных расстояниях r , здесь $M = \max \{m\}$ — число отражений, учитываемых в расчетах.

Для практических целей возможен и более простой, но "грубый" подход, заключающийся во введении некоторого эффективного однородного жидкого дна с определенными акустическими характеристиками c_{ef} и ρ_{ef} . Преимущество этого приближения заключается в том, что определение $|V(\theta_m)|^{2m}$, c_{ef} и ρ_{ef} можно проводить, используя также выводы, следующие из выражений (7), (9), т. е. по максимумам зависимости $J_m(\omega_m, r)$. Естественно, что при получении экспериментальных зависимостей $J_m(\omega_m, r)$ необходимо проводить

усреднение $J_m(\omega_m, r) = (\Delta\omega)^{-1} \int_{\omega_m - \Delta\omega/2}^{\omega_m + \Delta\omega/2} J_m(\omega, r) d\omega$ по определенному

диапазону частот $\Delta\omega > \delta f_{jm} \times 2\pi$, включающему доплеровские смещения частоты для четверки сигналов соответствующей кратности отражения.

Остановимся теперь на экспериментальной проверке предложенного здесь метода определения $V(\theta)$ и параметров грунта c_{ef} и ρ_{ef} . Как и в [12–14], экспериментальные исследования были выполнены в глубоководном ($H = 3,5 \times 10^3$ м) районе Индийского океана (Аравийское море) с типичной зависимостью скорости звука c от глубины z (рис. 1) и ровным дном, верхний осадочный слой которого сложен из ила и песка. Источник, излучавший низкую ($f_0 = 146$ Гц) и высокую ($f_0 = 392$ Гц) частоты, буксировался со скоростью $v \approx 3,5 + 4$ м/с на глубине $z_s = 70 + 80$ м поочередно на двух трассах, азимутальные углы которых отличались на $\pi/2$, а исходные точки отстояли на расстоянии примерно 10 км; прием акустических сигналов осуществлялся на глубине $z_r = 10^2$ м. При получении экспериментальных зависимостей от расстояния доплеровских сме-

щений частоты $\Delta f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} - f_0$ и соответствующих им — $J_m(\omega_m, r) = J_m(r)$ для донных отражений различной кратности ($m = 1, 2, \dots$) принимаемый сигнал $p'(t)$, записанный параллельно с опорным, гетеродинировался на промежуточную частоту $f_n = 1$ Гц и фильтровался в полосе $\Delta f_\phi = 2$ Гц. Частота дискретизации пред-

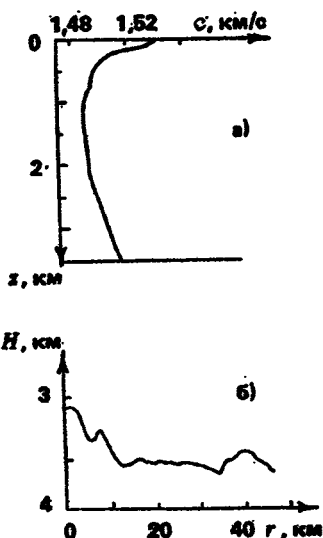


Рис. 1. Типичная зависимость скорости звука c от глубины z в районах проведения экспериментальных исследований (а) и изменение глубины водного слоя H с расстоянием r в районе с сильно изрезанным дном (б)

ставленного таким образом сигнала $p_{\Phi}(t)$ при вводе в ЭВМ составляла $f_{\Delta} = 5$ Гц; спектральный анализ проводился без весовой обработки при длительности каждой реализации $T = 10^2$ с с шагом по времени $\Delta T = 25$ с ($t = l\Delta T$; $l = 0, 1 \dots$).

Из зависимости $W(\Delta f, r) = |S(t, v, T)|^2$ (рис. 2)

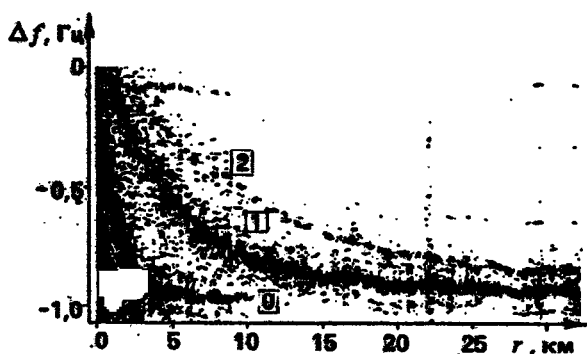


Рис. 2. Спектральная плотность потока мощности акустического сигнала $W(\Delta f, r)$ для частоты излучения $f_0 = 392$ Гц на первой трассе. Траектории 0, 1, 2 отвечают доплеровским смещениям частоты $\Delta f_m(r)$ в водных сигналах $m = 0$ и сигналах соответствующей кратности $m = 1, 2$ отражения от дна

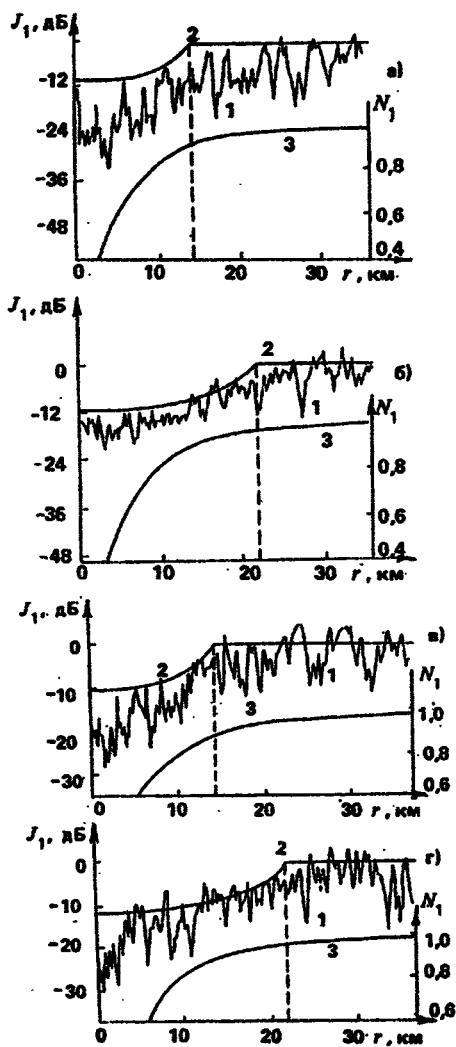


Рис. 3. Экспериментальная зависимость от расстояния r усредненной по Δf_m и отнормированной на геометрическую расходимость спектральной плотности потока мощности сигнала первого донного отражения J_1 — кривая 1: а — $f_0 = 146$ Гц, $\delta f = 0,015$ Гц; б — $f_0 = 392$ Гц, $\delta f = 0,05$ Гц на первой трассе; в — $f_0 = 146$ Гц, $\delta f = 0,015$ Гц; г — $f_0 = 392$ Гц, $\delta f = 0,05$ Гц на второй трассе. Аппроксимационной зависимости $10 \lg |V(\theta_1)|^2$ соответствует кривая 2; кривая 3 отвечает $N_1(r) = \sin \theta_1$

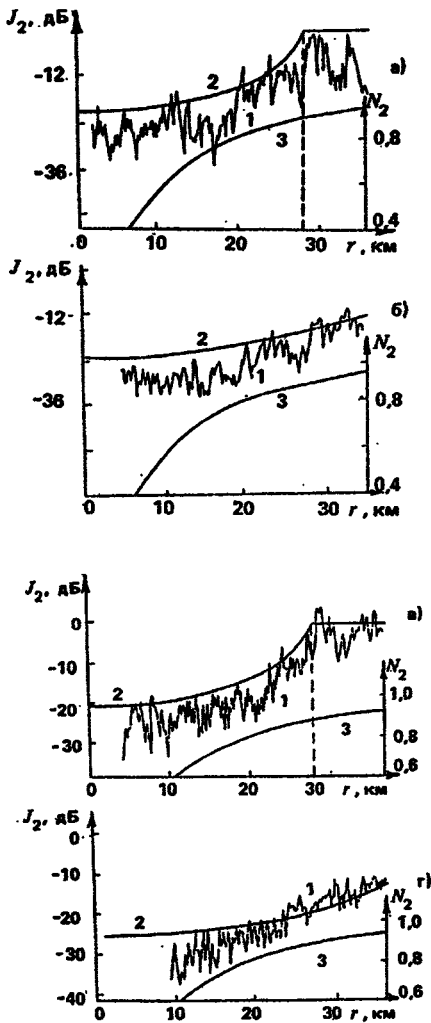


Рис. 4. Экспериментальная зависимость от расстояния r усредненной по Δf_m и отнормированной на геометрическую расходимость спектральной плотности потока мощности сигнала второго донного отражения J_2 — кривая 1: а — $f_0 = -146$ Гц, $\delta f = 0,015$ Гц; б — $f_0 = -392$ Гц, $\delta f = 0,05$ Гц на первой трассе; в — $f_0 = -146$ Гц, $\delta f = 0,015$ Гц; г — $f_0 = -392$ Гц, $\delta f = 0,05$ Гц на второй трассе. Аппроксимационной зависимости $10 \lg |V(\theta_2)|^4$ соответствует кривая 2; кривая 3 отвечает $N_2(r) = \sin \theta_2$

$$S(t, v, T) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p_{\Phi}(t) e^{i\Omega t} dt, \quad (10)$$

где $\Omega = 2\pi v$, $v = \Delta f + f_n$, приведенной для наглядности лишь на высокой частоте $f_0 = 392$ Гц, следует, что на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние ($\Delta f - r$) идентифицируются траектории $\Delta f_0(r)$, $\Delta f_1(r)$ и $\Delta f_2(r)$, отвечающие сигналам, распространяющимся вдоль "чисто" водных лучей, и различной кратности ($m = 1$ и $m = 2$) отражения от дна океана. Зависимости $J_1(\omega_1, r)$ и $J_2(\omega_2, r)$ от r , полученные интегрированием вдоль соответствующих траекторий $\Delta f_1(r)$ и $\Delta f_2(r)$ для обеих частот на двух трассах, приведены на рис. 3, 4. По максимумам приведенных на рис. 3, 4 зависимостей $J_m(r) = J_m(\omega'_m, r)$ от r была проведена аппроксимация искомых угловых зависимостей $|V(\theta_m)|^{2m}$ и получены хорошо согласующиеся при $m = 1$ и $m = 2$ значения акустических параметров дна: $\rho_{ef}/\rho_0 \approx 1,66$; $c_0/c_{ef} \approx 0,89$ на низкой частоте и $\rho_{ef}/\rho_0 \approx 1,6$; $c_0/c_{ef} \approx 0,95$ на высокой частоте, которые представляются реалистичными для обеих трасс в данном районе океана. Заметное уменьшение отношений ρ_{ef}/ρ_0 и c_{ef}/c_0 с ростом частоты объясняются, по-видимому, влиянием на процесс отражения звука более высоких частот менее глубоких слоев осадочной толщи, в среднем с меньшими значениями c_{ef} и ρ_{ef} (см. [25]).

Следовательно, приведенные выше результаты исследований доказывают возможность успешного использования метода доплеровской томографии, сочетающего синтезирование апертуры с доплеровскими эффектами, для определения угловой зависимости коэффициента отражения от дна, а также значений скорости звука и плотности в осадках глубоководных районов океана.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННЫХ НЕРОВНЫМ ДНОМ ТОНАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ВЫРОВНЕННЫМ ГЕНЕРАЛЬНЫМ РЕЛЬЕФОМ ДНА

Продемонстрируем теперь возможности метода доплеровской томографии для исследований закономерностей угловой зависимости рассеянных неровным дном акустических сигналов при различ-

ных расстояниях между корреспондирующими точками. Обратимся сразу к анализу экспериментальных данных, полученных также в глубоководном районе Индийского океана с аналогичной (см. рис. 1, а) зависимостью скорости звука $c(z)$ от глубины z и при прочих одинаковых условиях проведения экспериментов, но с существенно неровным дном (см. рис. 1, б). Из приведенных на рис. 5 результатов спектрального анализа $W(\Delta f, r)$ гетеродинированного и отфильтрованного сигнала, представленных в плотностной записи на плоскости $(\Delta f - r)$, видно, что заметно проявляются лишь две линии $\Delta f_0(r)$ и $\Delta f_1(r)$, отвечающие "чисто" водным сигналам и зеркальной компоненте сигналов первого донного отражения, хорошо просматривающейся на фоне рассеянных составляющих $\Delta f_s(r)$, расположенных по обе стороны от нее. Из-за значительной изрезанности дна аналогичная $\Delta f_1(r)$ линия, соответствующая сигналам второго донного отражения, едва просматривается в области расстояний $r \geq 10$ км, располагаясь чуть выше $\Delta f_1(r)$; поэтому можно ожидать, что рассеянное поле обусловлено в основном сигналами, однократно отраженными от дна океана.

Из приведенных на рис. 5 данных обращает на себя внимание существенная асимметрия в расположении составляющих $\Delta f_s(r)$ относительно $\Delta f_1(r)$, диапазон значений которых заметно расширен

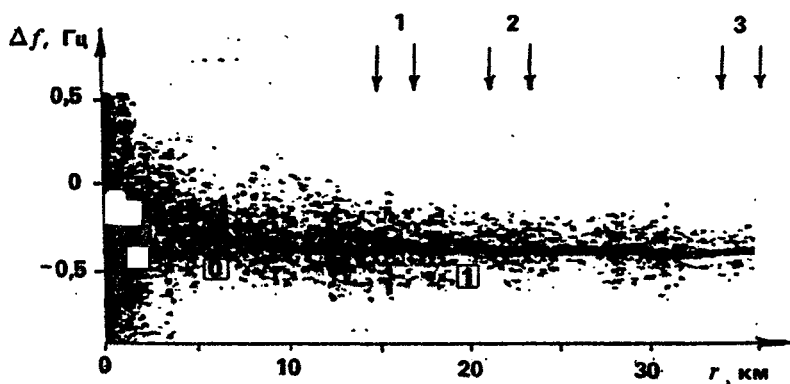


Рис. 5. Спектральная плотность потока мощности акустического сигнала $W(\Delta f, r)$ для частоты излучения $f_0 = 146$ Гц на трассе с сильно изрезанным дном (см. рис. 1, б). Линия 0 соответствует водным сигналам, 1 — зеркальной компоненте сигналов первого донного отражения. Вертикальными стрелками отмечены области по r , использованные для получения усредненных значений

в область $\Delta f_1(r) < \Delta f(r) < |\Delta f_1(r_1)|$ до расстояний $r_1 = 18 + 20$ км. Для объяснения обнаруженного эффекта асимметрии в поведении доплерограмм $W(\Delta f, r)$ (рассеянных дном сигналов $\Delta f_s(r)$) воспользуемся простыми представлениями лучевой теории, согласно которой

$$\Delta f_s = -f_0 \frac{v}{c(H)} \sin \theta, \quad \theta = \arcsin \frac{c(H) \sin \theta^{(0)}}{c(z_s)}, \quad (11)$$

где θ — угол падения сигналов на дно, зависящий от профиля скорости звука $c(z)$, глубины водного слоя H и угла выхода $\theta^{(0)}$, положительного при направлении соответствующих лучей в заднюю и отрицательного — в переднюю по отношению к направлению движения излучателя полусферы. При заданных $c(z)$, $H = 3,5$ км и z_s, z_r область дна, озвучиваемая сигналами, распространяющимися по "чисто" водным лучам, составляет $0 \leq r \leq D(z_s, z_r)/2 \approx 16$ км, т. е. половину максимальной длины цикла луча $D(z_s, z_r)$. Рассеянные сигналы, распространяясь по "чисто" водным лучам с углами выхода $-\frac{\pi}{2} \leq \theta_s^{(0)} \leq \frac{\pi}{2}$ из вторичных источников, расположенных на высотах $h = 2 + 200$ м над средним уровнем дна $H = 3,5$ км, непосредственно достигают приемника до расстояний $r = D(H - h, z_r)/2 = 20 + 18$ км. Поэтому в области $0 \leq r \leq D(H - h, z_r)$ диапазон $-\frac{v}{c(z_s)} f_0 \leq \Delta f_s < \Delta f_1(r)$ сужается с ростом r и при $r = D(H - h, z_r)/2$ его ширина составляет всего лишь 10% от первоначальной величины при $r = 0$ (рис. 6); диапазон же $\Delta f_1(r) < \Delta f_s \leq 0$, естественно, расширяется в области расстояний $0 \leq r \leq D(H - h, z_r)/2$. Если теперь учесть существование диапазона положительных значений $0 \leq \Delta f_s \leq \frac{v}{c(H)} f_0 \sin \theta_d(r)$ при $0 \leq r \leq D(H - h, z_r)/2$, где $\theta_d(r)$ — зависящий от расстояния граничный угол падения сигналов на дно, то, как следует из результатов расчета (см. рис. 6), асимметрия в расположении значений $\Delta f_s(r)$ по обе стороны от зеркальной составляющей $\Delta f_1(r)$ должна быть заметнее выражена в области расстояний

$$4 \text{ км} \approx [D(H - h, z_r) - D(z_s, z_r)]/2 \leq r \leq D(H - h, z_r)/2 \approx 20 \text{ км},$$

что согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 5).

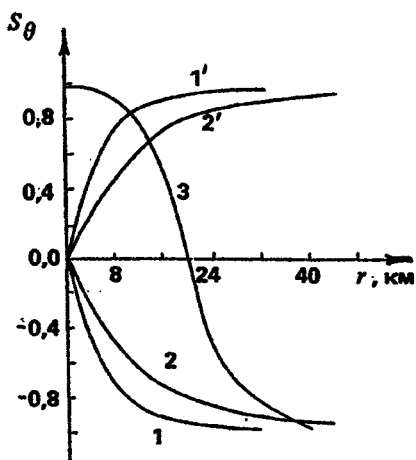


Рис. 6. Теоретические зависимости от расстояния r величины $S_\theta = -\sin \theta$, характеризующей угол падения θ сигналов на дно. Кривые 1, 2 соответствуют зеркальным компонентам сигналов с $m = 1$ и $m = 2$; 1', 2' — компонентам, рассеянными в обратном направлении; кривая 3 ограничивает область (слева) наблюдения рассеянных сигналов при $m = 1$

Для получения угловой зависимости рассеянных дном сигналов достаточно лишь при определенных значениях r сделать спектральные "разрезы" на плоскости $\Delta f - r$ (см. рис. 5), причем для исключения возможных неинформативных флуктуаций в результатах спектрального анализа удобно выполнить усреднение $\overline{W}(\Delta f, r) =$

$$= R_s^{-1} \int_r^{r+R_s} W(\Delta f, r) dr$$
 по определенной области расстояний R_s . Как

следует из приведенных на рис. 7 результатов, асимметрия в спектрах рассеянных сигналов заметно проявляется лишь при $r < 20$ км. Кроме того, в спектрах рассеянных сигналов наряду с абсолютным максимумом $\Delta f(r) = \Delta f_1(r)$, соответствующим зеркальной компоненте первого донного отражения, при $r > 20$ км хорошо просматривается расположенный на противоположном по знаку доплеровском смещении частоты $\Delta f(r) = |\Delta f_1(r)|$ относительный максимум, отвечающий, как показали расчеты (см. рис. 6), рассеянным в обратном направлении сигналам, образованным при падении сигналов первого донного отражения на неровное дно под углами, близкими к

$$\theta = \arcsin \{ |\Delta f_1(r)| / [v f_0 / c(H)] \},$$

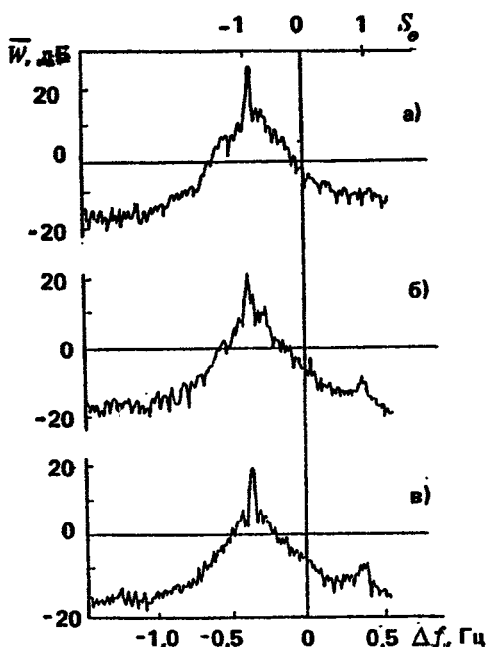


Рис. 7. Усредненные по r экспериментальные зависимости от доплеровского смещения частоты Δf и величины $S_0 = -\sin \theta$ (θ — угол падения) спектральной плотности потока мощности $\bar{W}(\Delta f, r)$ рассеянных дном акустических сигналов при $r = 15$ км (а), 21,5 км (б), 34,5 км (в); масштаб усреднения $R_s = 2$ км, $f_0 = 146$ Гц

и испытывшим при распространении к приемнику дополнительное отражение от дна. Поскольку максимум в $\bar{W}(\Delta f, r)$ при $\Delta f = |\Delta f_1(r)|$ почти на 30–35 дБ ниже основного — при $\Delta f = \Delta f_1(r)$, то на рис. 5 соответствующая ему линия не просматривается из-за ограниченности динамического диапазона при визуализации, причем, как показали расчеты (см. рис. 6), в области $0 \leq r \leq 12$ км сигналы с $\Delta f = |\Delta f_1(r)|$ должны маскироваться прямыми рассеянными сигналами, распространяющимися по "чисто" водным лучам без дополнительного отражения от дна.

Для получения пространственной (угловой) зависимости рассеянных дном сигналов, образованных при падении первичных волн давления на дно под определенным углом $\theta = -\arcsin[\Delta f c(H)/f_0 v]$, достаточно на плоскости $\Delta f - r$ (см. рис. 5) сделать горизонтальный разрез доплерограммы при

заданном значении Δf . Однако полученные при различных Δf зависимости $W(\Delta f, r)$ от r не дают какой-либо новой информации и поэтому здесь не приводятся.

Таким образом, показано, что метод доплеровской томографии позволяет проводить также исследования угловой зависимости интенсивности рассеянного, в данном случае слабо неровным дном, акустического поля. Кроме того, с его помощью удалось обнаружить представляющие интерес эффекты: во-первых, наличие асимметрии в угловой зависимости рассеянных дном сигналов в определенной области расстояний, объясняющейся влиянием стратификации скорости звука на распространение волн в водном слое, во-вторых, существование в спектре рассеянного поля максимума, отвечающего рассеянному в обратном направлении сигналу.

5. ОСОБЕННОСТИ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯ РАССЕЯННЫХ ДНОМ ТОНАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С СУЩЕСТВЕННО НЕРОВНЫМ ГЕНЕРАЛЬНЫМ РЕЛЬЕФОМ ДНА

В разд. 4 приведены результаты экспериментальных исследований, выполненных в районе Мирового океана, дно которого хотя и было изрезанным, однако отсутствовали выделенные по высоте возвышенности и оставался неизменным генеральный рельеф дна.

Здесь продемонстрируем возможности метода доплеровской томографии при определении угловой зависимости тональных акустических сигналов, рассеянных на характерных неровностях подводной возвышенности, расположенной на резком береговом склоне между мелководным и глубоководным участками океанического волновода (рис. 8). Такая задача является весьма актуальной, поскольку, во-первых, при дальнем распространении звука подводные возвышенности нередко влияют на формирование акустического поля в океанических волноводах, приводя к его "затенению" и появлению рассеянных сигналов [26—28], во-вторых, излучение или прием акустических волн стационарными системами обычно осуществляется в береговом клине или вблизи берегового склона на мелководном участке океанического волновода, где на формирование поля существенно влияют не только геоакустические характеристики дна и стратификация скорости звука в водном слое [29—31], но и рассеивающие свойства подводных возвышенностей [32, 33].

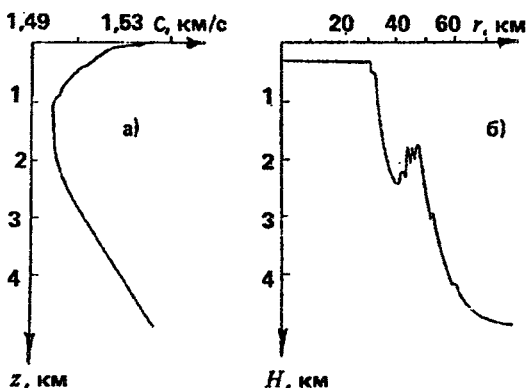


Рис. 8. Зависимости скорости звука c от глубины z (а) и толщины водного слоя H от горизонтального расстояния r (б) по трассе движения излучающего судна

расположенных на береговом склоне [32] и, например, в глубоководном участке волновода [33].

Экспериментальные исследования проводились в районе Мирового океана, в котором зависимости скорости звука c от глубины z (см. рис. 8, а) и толщины водного слоя H от горизонтального расстояния r (см. рис. 8, б), т. е. рельеф дна по трассе движения излучающего судна, были аналогичными приведенным в [32]. Специализированный излучающий комплекс из трех гармонических источников, генерировавший акустические сигналы с частотами $f_0 = 135$ Гц, $f_0 = 238$ Гц и $f_0 = 500$ Гц, буксировался со скоростью $v = 2,1 + 2,6$ м/с на глубине $z_s \approx 50$ м. Прием акустических сигналов с частотами $f(r)$ осуществлялся на одиночный гидрофон автономной донной станции, располагавшийся на высоте $h \approx 100$ м от дна. Как и в разд. 4, при получении необходимых для дальнейшего анализа зависимостей от горизонтального расстояния доплеровских смещений частоты $\Delta f(r) = f(r) - f_0$ принимаемый во времени t сигнал давления $p'(t)$, записанный параллельно с опорным, гетеродинировался на промежуточную частоту $f = f_n = 1$ Гц и фильтровался в полосе $\Delta f_\phi = 2,3$ Гц. "Скользкий" спектральный анализ (10) представленного таким образом сигнала давления $p_\phi(t)$, вводимого в ЭВМ с частотой дискретизации $\nu = \nu_d = 8$ Гц, проводился без весовой обработки при длительности каждой реализации $T = 340$ с и с шагом по времени $\Delta T = 100$ с ($t = l \Delta T$, $l = 1, 2 \dots$). Результаты обработки представлены для $W(\Delta f, r)$ на рис. 9, а в плотностной

записи на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние ($\Delta f - r$), причем лишь для представляющей интерес области расстояний, в которой наиболее заметно проявляется вклад сигналов, рассеянных подводной, расположенной на склоне (см. рис. 9, б) возвышенностью, в формирование поля в точке приема $r = 0$, находящейся на мелководном участке рассматриваемого океанического волновода.

Из приведенной на рис. 9, а доплерограммы можно сделать следующие выводы. Во-первых, сигналам донных отражений, формирующим поле в мелководном участке волновода, на рис. 9, а соответствует почти горизонтальная доплеровская траектория, уверенно просматриваемая при буксировке источника до расстояния $r \approx 40$ км, которое превышает протяженность этого участка волновода на максимальную длину цикла луча $D_m \approx 10$ км; незначительный отрицательный наклон этой линии обусловлен увеличением

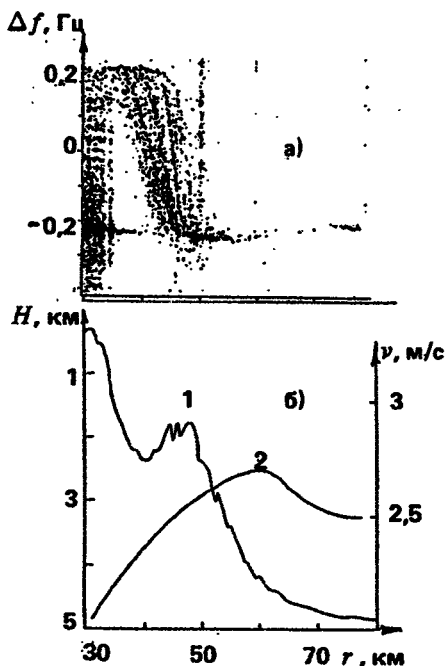


Рис. 9. Результаты "скользящего" спектрального анализа (10) при $f_0 = 135$ Гц (а), а также зависимости толщины водного слоя H (кривая 1) и скорости буксировки v источника (2) (б) от горизонтального расстояния r

скорости движения излучающего судна в соответствующей области расстояний (см. рис. 9, б). Естественно, что отвечающие этим сигналам доплеровские смещения частоты не разрешаются из-за малых отличий в углах скольжения соответствующих лучей $\chi < 10^\circ$, входящих в точку приема. Во-вторых, при выходе излучающего судна из мелководного участка волновода ($r \approx 30$ км) на доплерограмме начинают заметно проявляться положительные доплеровские смещения частоты, отвечающие сигналам, вышедшим из источника в переднюю по отношению к направлению его движения полусферу и после рассеяния в обратном направлении на возвышенности пришедшим в точку приема по лучам, углы скольжения которых лежат в диапазоне $5^\circ \leq \chi$ ($r = 0, h$) $\leq 16^\circ$ (рис. 10). По мере движения излучающего судна по глубоководному участку волновода соответствующие рассеянным сигналам доплеровские смещения частоты изменяются от максимально ($\Delta f > 0$) до минимально ($\Delta f < 0$) возможных значений; причем в области расстояний $37 \text{ км} \leq r \leq 48 \text{ км}$ заметно проявляется интерференционная структура рассеянного поля из четырех линий $\Delta f_{js}(r)$, $j = [1, 4]$ (см. также 1, 2, 3 и 4 на рис. 11, а), которые, как показали расчеты по лучевой теории, отвечают сигналам, рассеянным на четырех (см. 1, 2, 3 и 4 на рис. 11, б) характерных неровностях рельефа самой возвышенности. В-третьих, вклад рассеянной компоненты в формирование акустического поля на мелководном участке волновода проявляется во всей области движения судна по глубоководному участку $30 < r < 80$ км; при этом относительное увеличение вклада рассеянных сигналов на расстояниях $72 < r < 78$ км (см. рис. 9, а) обусловлено, как показали расчеты лучевой картины поля, эффективным взаимодействием с подводной возвышенностью волн, однократно отраженных от дна.

После обсуждения предварительных результатов обратимся к изучению угловых зависимостей сигналов, рассеянных на четырех характерных неровностях подводной возвышенности (см. рис. 11, б), которым на рис. 9, а, 11, а соответствуют линии ($\Delta f_{js}(r)$, $j = [1, 4]$) максимальных значений $W(\Delta f, r)$. С этой целью, как и в разд. 4, выполним интегрирование величины $|S(t(r), v, T)|^2$ по частоте

$$J_{js}(r) = \frac{1}{\delta v} \int_{v_j - \delta v/2}^{v_j + \delta v/2} |S(t(r), v, T)|^2 dv, \quad (12)$$

в определенном диапазоне $\delta v = 20$ мГц и вдоль соответствующих траекторий $v_j = \Delta f_{js}(r) + f_n$ на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние. Из приведенных на рис. 12 зависимостей от

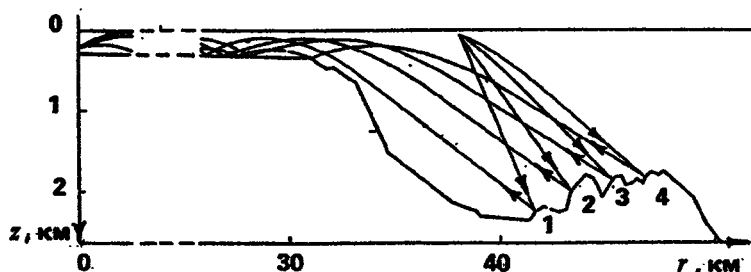


Рис. 10. Лучевая картина поля, иллюстрирующая формирование сигналов, рассеянных на характерных неровностях 1, 2, 3, 4 подводной возвышенности и приходящих в точку приема $r = 0$, $h = 10^2$ м, расположенную на мелководном участке волновода (см. рис. 8, б)

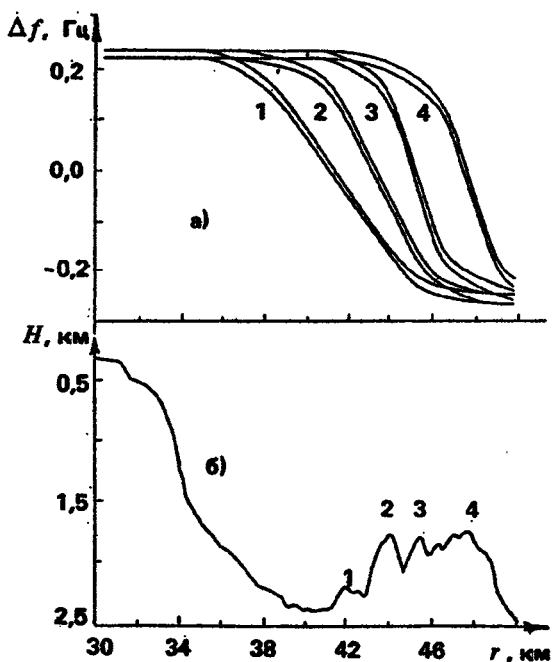


Рис. 11. Области интегрирования 1, 2, 3, 4 на плоскости доплеровское смещение частот — расстояние ($\Delta f - r$) (а), отвечающие сигналам, рассеянным на соответствующих неровностях рельефа $H(r)$ (б); $f_0 = 135$ Гц

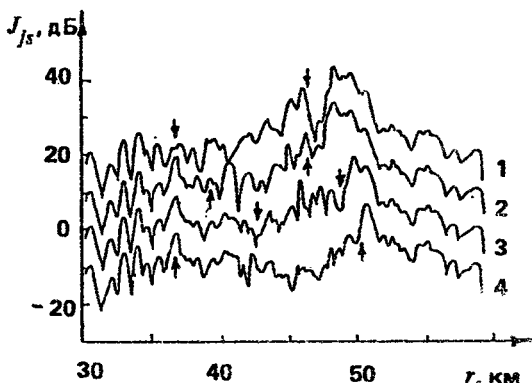


Рис. 12. Экспериментальные зависимости 1, 2, 3, 4 от расстояния r интенсивности J_{j_s} ($j = [1, 4]$) сигналов, рассеянных на соответствующих (значениям j) неровностях рельефа дна. Кривые 2, 3 и 4 смещены относительно 1 на -10 дБ, -20 дБ и -30 дБ соответственно; $f_0 = 135$ Гц, $\delta(\Delta f) = 20$ мГц

расстояния интенсивности сигналов $J_{j_s}(r)$, рассеянных на соответствующих неровностях $j = [1, 4]$, следует, что максимальные значения рассеянного поля достигаются при $46 < r < 50$ км, т. е. когда излучающее судно движется над последней неровностью и задним склоном подводной возвышенности; причем заметнее всего выражены максимумы в $J_{1s}(r)$, $J_{2s}(r)$ и $J_{3s}(r)$ на расстоянии $r = 48$ км. отвечающем перекрытию областей интегрирования вдоль доплеровских траекторий $\Delta f_{j_s}(r)$, $j = [1, 3]$ (см. рис. 11, а). При заданных $c(z)$, $H(r)$ (см. рис. 8) и $v(r)$ (см. рис. 9, б), рассчитав по лучевой теории потери при распространении и углы падения сигналов θ_p на склоны характерных неровностей рельефа подводной возвышенности, можно, используя экспериментальные данные для $J_{j_s}(r)$ и уровня акустического излучения вблизи источника, определить соответствующие им пространственные $F_{j_s}(r)$ и угловые $F_{j_s}(\theta_p)$ зависимости силы рассеяния. Из приведенных на рис. 13 результатов следует, что зависимости $F_{j_s}(r)$ имеют абсолютные минимумы на расстояниях $r = 41$ км при $j = 1$, $r = 43$ км при $j = 2$, $r = 44,5$ км при $j = 3$ и $r = 47$ км при $j = 4$, т. е. когда излучающее судно находится непосредственно перед характерными неровностями; при этом максимальное рассеяние наблюдается при падении сигналов на склоны соответствующих неровностей под углами $+\pi/6 < \theta_p < -\pi/6$, заметно отличающимися от нормального ($\theta_p = 0^\circ$).

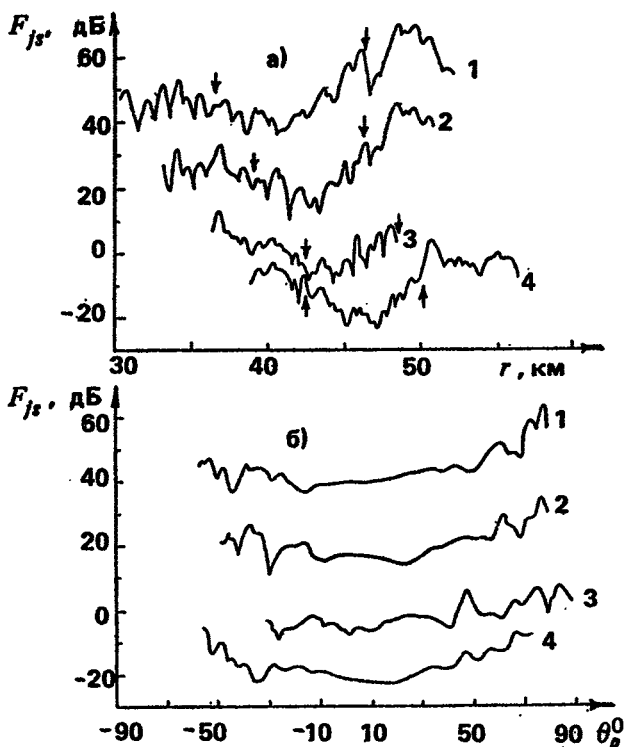


Рис. 13. Зависимости 1, 2, 3, 4 силы рассеяния F_{js} от горизонтального расстояния r (а) и угла падения θ_p на склоны соответствующих (значениям $j = [1, 4]$) неровностей (б). Кривые 2, 3 и 4 смещены относительно 1 на -20 дБ, -40 дБ и -60 дБ соответственно; $f_0 = 135$ Гц

Представляющие здесь интерес зависимости от горизонтального расстояния r интенсивности $J_f(\Delta f, r)$ рассеянных подводной возвышенностью сигналов при фиксированных углах выхода лучей из источника $\theta^{(0)} = -\arcsin\left\{\frac{\Delta f}{f_0} \frac{c(z_s)}{v}\right\}$ получим, проведя на плоскости $\Delta f - r$ параллельные оси r спектральные разрезы доплерограммы (см. рис. 9), т. е. выполнив интегрирование

$$J_f(\Delta f, r) = \frac{1}{\delta v} \int_{v_0 - \delta v/2}^{v_0 + \delta v/2} S(t(r), v, T) dv \quad (13)$$

при постоянных значениях Δf , где $\nu_0 = \Delta f + f_n$. Из приведенных на рис. 14, 15 результатов вторичной обработки экспериментальных данных при $\delta \nu = 50$ мГц следует, что, во-первых, четыре максимума $J_f(\Delta f, r)$, соответствующие преобладающему вкладу сигналов, рассеянных на характерных неровностях $j = [1, 4]$ подводной возвышенности, наиболее отчетливо выделяются при углах выхода, близких к нормальному $\theta^{(0)} = 0$, т. е. при прохождении источника непосредственно над возвышенностью, во-вторых, абсолютный максимум интенсивности рассеянного поля наблюдается при скользких углах выхода $\theta^{(0)} \rightarrow \pi/2$, когда, как показали расчеты, соответствующие им лучи попадают после рассеяния на подводной возвышенности в мелководный участок $r < 30$ км без дополнительных отражений от поверхности и дна глубоководного участка океанического волновода.

По аналогичной схеме была выполнена также обработка экспериментальных данных и для более высоких частот излучения, результаты которой здесь приведены лишь для $f_0 = 238$ Гц (см. рис. 16), поскольку на этой частоте еще видна тонкая интерференционная структура рассеянной компоненты акустического поля, позволяющая проводить анализ частотной зависимости рассеивающих свойств первой и второй неровностей рельефа подводной возвышенности. Как следует из приведенной на рис. 16 доплерограммы, когерентность рассеянной компоненты поля уменьшается с ростом частоты излучения, поскольку в данном случае интерференционная структура поля характеризуется всего лишь одной заметно проявляющейся доплеровской траекторией $\Delta f_{1s}(r)$, соответствующей сигналам, рассеянным на первой неровности $j = 1$; траектория же $\Delta f_{2s}(r)$ только едва угадывается на плоскости $\Delta f - r$, а траектории $\Delta f_{3s}(r)$ и $\Delta f_{4s}(r)$ вовсе отсутствуют. Обнаруженный здесь эффект уменьшения когерентности рассеянных тональных сигналов с увеличением частоты излучения f_0 может быть качественно объяснен с использованием выводов теории антенн. В самом деле, будем моделировать рассеянный на склоне неровности сигнал излучением эквивалентной этому склону по площади и расположению в пространстве плоской антенны, у которой помимо заданного распределения фазы $\varphi_a(r, z)$ по ее апертуре, формирующего максимум диаграммы направленности под углом $\theta_s = \theta_{js}$, имеется случайное распределение фазы $\varphi_s(r, z)$. Тогда с увеличением частоты излучения f_0 в определенном диапазоне, в котором детерминированная разность фаз между ближайшими элементами антенны $\Delta \varphi_a(r, z)$ будет существенно преобладать над аналогичной величиной для

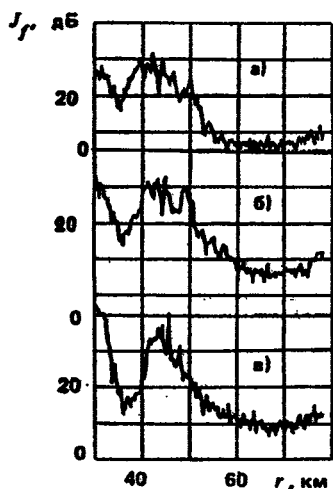


Рис. 14. Зависимости от горизонтального расстояния r интенсивности J_f акустических сигналов при различных значениях доплеровского смещения частоты: а - $\Delta f = 0,1$ Гц, $\theta^{(0)} = -27^\circ$; б - $\Delta f = 0$, $\theta^{(0)} = 0^\circ$; в - $\Delta f = -0,1$ Гц, $\theta^{(0)} = 27^\circ$. $\delta\nu = \delta(\Delta f) = 50$ мГц, $f_0 = 135$ Гц

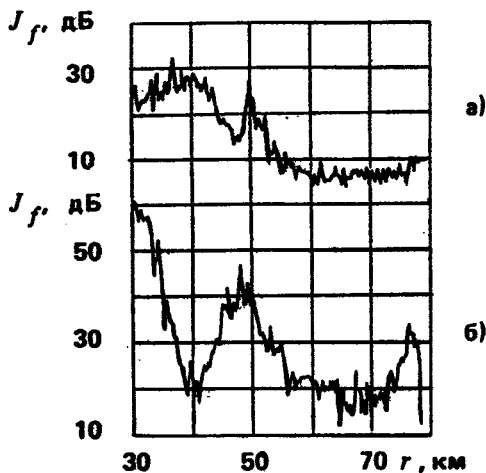


Рис. 15. Зависимости от горизонтального расстояния r интенсивности J_f акустических сигналов при различных значениях доплеровского смещения частоты $\Delta f = 0,22$ Гц - (а) и $\Delta f = -0,22$ Гц - (б), соответствующих скользящим углам выхода $\theta^{(0)} = \pm \pi/2$; $f_0 = 135$ Гц, $\delta\nu = \delta(\Delta f) = 50$ мГц

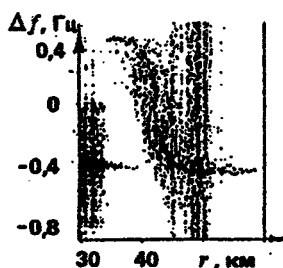


Рис. 16. Результаты "скользящего" спектрального анализа акустических сигналов, представленные в плотностной записи на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние ($\Delta f - r$), при $f_0 = 238$ Гц

случайной компоненты $\Delta \varphi_s(r, z)$, диаграмма направленности такой эквивалентной антенны будет сужаться при одновременном увеличении максимального уровня излучения; это приведет к появлению на плоскости $\Delta f - r$ выделенной доплеровской траектории. Однако при дальнейшем увеличении f_0 изменения $\Delta \varphi_s(r, z)$ станут сравнимыми с $\Delta \varphi_a(r, z)$, что приведет к изотропизации излучения эквивалентной антенны вследствие появления в ее диаграмме направленности множества широких дополнительных максимумов с существенно меньшими значениями интенсивности поля, и тем самым к "размытию" соответствующих доплеровских траекторий $\Delta f_{js}(r)$. Последнее утверждение наглядно демонстрируют приведенные на рис. 9 и 16 доплерограммы, при сравнении которых необходимо учитывать также, что уровень излучения вблизи источника на частоте $f_0 \approx 238$ Гц даже превышает аналогичную величину при $f_0 = 135$ Гц почти на 40%. Отметим, что при самой высокой частоте излучения $f_0 = 535$ Гц тонкая интерференционная структура поля рассеянных сигналов не наблюдается, поскольку отсутствуют какие-либо доплеровские траектории, сопоставимые с $\Delta f_{js}(r)$.

С использованием доплеровских траекторий $\Delta f_{1s}(r)$ и $\Delta f_{2s}(r)$ при $f_0 = 238$ Гц для первой и второй неровностей подводной возвышенности были определены угловые зависимости силы рассеяния $F_{1s}(\theta_p)$ и $F_{2s}(\theta_p)$, сравнение которых с аналогичными зависимостями при $f_0 = 135$ Гц (рис. 17) показало, что сила рассеяния с ростом частоты заметно увеличивается (на 5–10 дБ) лишь в диапазоне углов $-20^\circ < \theta_p < 40^\circ$, соответствующем нормальному падению первичных волн давления на склоны характерных неровностей.

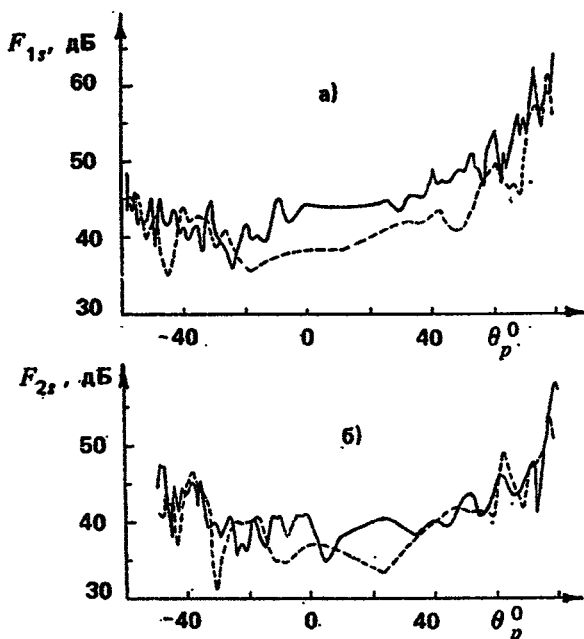


Рис. 17. Зависимости силы рассеяния F_{j_s} от угла падения θ_p на склоны первой $j = 1$ (а) и второй $j = 2$ (б) неровностей подводной возвышенности для частоты излучения $f_0 = 238$ Гц (сплошные линии); для сравнения приведены аналогичные зависимости при $f_0 = 135$ Гц

Таким образом, показано, что метод доплеровской томографии может быть успешно использован для определения рассеивающих свойств подводного грунта и при существенных изменениях генерального рельефа дна в глубоководных районах Мирового океана. С помощью этого метода удалось обнаружить, во-первых, наличие тонкой интерференционной структуры поля, сформированного сигналами, рассеянными подводной возвышенностью, во-вторых, уменьшение когерентности рассеянного поля с ростом частоты излучения, проявляющееся в исчезновении этой структуры.

* * *

Здесь остается лишь отметить, что приведенные выше результаты теоретических и экспериментальных исследований доказывают возможность успешного использования метода доплеровской томографии, сочетающего синтезирование апертуры с доплеровскими

эффектами при анализе поля давления, возбуждаемого равномерно движущимся тональным источником, для определения, во-первых, угловой зависимости коэффициента отражения от ровного дна, а также эффективных значений скорости звука и плотности среды в осадках, во-вторых, угловой зависимости интенсивности рассеянных неровным дном акустических сигналов в глубоководных океанических волноводах. При этом не следует рассматривать этот метод как альтернативный хорошо зарекомендовавшим себя на практике сейсмоакустическим методам [3, 34], поскольку он, хотя и существенно, однако всего лишь расширяет возможности использования данных акустического эксперимента по изучению распространения низкочастотных звуковых сигналов в океанических волноводах для определения геоакустических параметров осадочной толщи дна, которые сразу могут быть использованы при проведении численного моделирования с целью объяснения закономерностей формирования акустического поля в конкретном (исследуемом) районе Мирового океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акустика океана / Под ред. Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1974. 694 с.
2. Вагин А. В., Мальцев Н. Е. Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане // Вопросы судостроения. Акустика. 1977. № 9. С. 61 - 81.
3. Голубев В. Н., Петухов Ю. В. Параметры звукового канала в осадочном слое глубоководного океанического волновода // Акуст. журн. 1991. Т. 37, № 1. С. 196 - 202.
4. Зверев В. А. Радиооптика. М.: Сов. радио, 1975. 304 с.
5. Munk W. H., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: rays and modes // Rev. Geophys. and Space Phys. 1983. V. 21, № 4. P. 777 - 793.
6. Bracewell R. N. Strip integration in radioastronomy // Aust. J. Phys. 1956. V. 9, № 1. P. 198 - 217.
7. Ponsonbly J. E. B., Thomson J. H. Two-dimension aperture synthesis in lunar radar astronomy // Proc. R. Soc. Ser. A. 1968. V. 303, № 3. P. 477 - 491.
8. Катрона Л. Дж. Радиолокационные станции с синтезированием апертуры: Справочник по радиолокации / Под ред. М. Скольника. М.: Сов. радио, 1977. Т. 2. С. 337 - 362.
9. Караваев В. В., Сазонов В. В. Основы теории синтезированных антенн. М.: Сов. радио, 1974. 168 с.
10. Томиясу К. Радиолокационные станции с синтезированием апертуры и их применение для отображения поверхности океана: Методический обзор // ТИИЭР. 1978. Т. 66, № 5. С. 40 - 67.
11. Мюллер Р. К., Кааех М., Уэйд Г. Реконструктивная томография и ее применение в ультразвуковой технике // ТИИЭР. 1979. Т. 67, № 4. С. 146 - 170.

12. Бурлакова И. Б., Голубев В. Н., Жаров А. И. и др. Доплеровская томография в акустике океана // Акуст. журн. 1988. Т. 34, № 4. С. 756 - 758.
13. Бурлакова И. Б., Петухов Ю. В., Славинский М. М. Определение акустических характеристик дна океанических волноводов методом доплеровской томографии // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 6. С. 1015 - 1020.
14. Бурлакова И. Б., Петухов Ю. В., Славинский М. М. Определение методом доплеровской томографии угловой зависимости рассеянных дном тональных акустических сигналов в глубоководном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1991. Т. 37, № 1. С. 631 - 635.
15. Williams R. Creating an acoustic synthetic aperture in ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1976, V. 60, № 1. P. 60 - 73.
16. Cutrona L. Comparison of sonar system performance achievable using synthetic-aperture techniques with performance achievable by more conventional means // J. Acoust. Soc. Amer. 1975. V. 58, № 2. P. 336 - 348.
17. Carey W. Jen N.-C. Application of synthetic-aperture processing to towed-array data // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 86, № 2. P. 754 - 765.
18. Fitzgerald R. M., Guthrie A. N., Nuttle D. A., Shaffer J. D. Long-range low-frequency CW propagation in the deep ocean: Antiqua-Newfoundland // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56, № 1. P. 58 - 69.
19. Clark J. G., Flanagan R. P., Weinberg N. L. Multipath acoustic propagation with a moving source in a bounded deep ocean channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60, № 6. P. 1274 - 1284.
20. Hawker K. E. A normal mode theory of acoustic Doppler effects in the oceanic waveguide // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 65, № 3. P. 675 - 681.
21. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
22. Голубев В. Н., Орлов Е. Ф., Петухов Ю. В. Спектральные характеристики импульсных сигналов, многократно отраженных от слоистого дна и поверхности океана // Акуст. журн. 1986. Т. 32, № 4. С. 462 - 467.
23. Гамильтон Э. Л. Геоакустические модели морского дна // Акустика морских осадков / Под ред. Л. Хэмптона. М.: Мир, 1977. С. 176 - 210.
24. Антокольский Л. М., Воловов В. И. Об определении коэффициента отражения звука низкой частоты на мелководье // Акуст. журн. 1986. Т. 32, № 3. С. 365 - 366.
25. Tucholke B. E. Acoustic environment of the Hatteras and Nares Abyssal Plains, western North Atlantic Ocean, determined from velocities and physical properties of sediment cores // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68, № 5. P. 1376 - 1390.
26. Ebbeson G. R., Turner R. A. Sound propagation over Dickins seamount in the Northeast Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73, № 1, P. 143 - 152.
27. Chapman N. R., Ebbeson G. R. Acoustic shadowing by an isolated seamount // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73, № 6. P. 1979 - 1984.
28. Бондарь Л. Ф., Буланов В. А., Дюльдина Н. И., Косырев Б. А., Моргунов Ю. Н. Влияние подводной возвышенности на распространение акустических сигналов в океане // Акуст. журн. 1988. Т. 34, № 2. С. 341 - 342.
29. Carey W. M. Measurement of down-slope sound propagation from a shallow source to a deep ocean receiver // J. Acoust. Soc. Amer. 1986, V. 79, № 1. P. 49 - 59.
30. Miller J. F., Nagl A., Uberall H. Upslope sound propagation through

the bottom of a wedge-shaped ocean beyond cutoff // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79, № 2. P. 562 - 565.

31. Brunson B. A., Carrey W. M. Gereben I. B. Measurement of sound propagation downslope to a bottom-limited sound channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81, № 2. P. 244 - 257.

32. Chapman N. R., Dosso S. E. Measurement and modelling of downslope acoustic propagation loss over a continental slope // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81, № 1. P. 258 - 268.

33. Лазарев В. А., Петухов Ю. В. Интерференционная структура широкополосного звука в неоднородном по трассе волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34, № 3. С. 553 - 555.

34. Вайхарт Г. Ф. Применение геофизических методов и оборудования в исследованиях морского дна // Акустика дна океана / Под ред. Ф. Б. Ен-сена, У. А. Купермана. М.: Мир, 1984. С. 46 - 58.

НОВЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ РАССЕЯНИЯ В ПРИЛОЖЕНИИ К ДИФРАКЦИОННОЙ ТОМОГРАФИИ ОКЕАНА

А. А. Горюнов

Изучение Мирового океана представляет собой одну из насущнейших задач человечества в целом, в решении которой акустическое зондирование, дифракционная вычислительная томография океана, обратные задачи рассеяния гидроакустики играют и будут играть ведущую роль. Акустическое зондирование океана обеспечивает исследование и наблюдение в динамике многочисленных процессов, происходящих в нем [1-4]. Звуковые волны являются наиболее пригодным физическим инструментом для решения широкого круга задач, связанных с поиском, классификацией, определением местоположения, оценкой формы и вида самых различных объектов и аномалий океана.

Обратные задачи рассеяния (ОЗР) акустики океана состоят в самом общем виде в определении неоднородностей океанской среды с помощью акустического зондирования. ОЗР акустики океана включают в себя, в частности, такие направления, как гидролокация (эхолокация), лучевая, а также дифракционная вычислительная томография океана. Все эти задачи могут быть условно разделены на три типа в зависимости от их целевой направленности.

К первому типу относятся "крупномасштабные" ОЗР, целью которых является либо определение характеристик протяженных океанических неоднородностей (течений, рингов), либо поиск и оценка параметров сравнительно небольших возмущений океанической среды, обнаружение которых, однако, ведется на акваториях значительных площадей. В задачах этого типа речь идет, как правило, о расстояниях в десятки, а то и сотни километров.

Второй тип ОЗР может быть охарактеризован термином "локальные задачи" акустики океана. Эти задачи связаны с определе-

нием характеристик водной среды, а также, возможно, структуры дна в небольшом районе: в непосредственной близости от исследовательского судна, буя, либо донной станции. В рамках этих проблем размеры исследуемого ареала исчисляются километрами.

К третьему типу ОЗР акустики океана следует отнести широкий круг специальных, конкретно ориентированных, прикладных задач гидроакустической специфики. К ОЗР такого типа относятся, например, задача акустического определения концентрации различных примесей в верхних слоях океана, задача поиска неоднородного включения на дне (кабеля, трубопровода, донной станции, затонувшего судна), задача определения местонахождения подводного исследовательского аппарата, оценка его ракурса и параметров движения, многочисленные задачи, связанные с потребностями рыбного промысла и т. д.

Несмотря на внешнюю схожесть ОЗР всех типов, подход к ним и решение их базируется, как правило, на совершенно различных методиках. Действительно, изменение размеров интересующего района всегда неявно подразумевает также и изменение требований к качеству решения задачи, — детальности, степени точности определения параметров реконструируемого объекта. Далее, если крупномасштабные задачи приводят к необходимости использования низкочастотных лоцирующих сигналов (десятки, сотни герц), хорошо распространяющихся на большие расстояния, то локальные ОЗР акустики океана связаны обычно с высокочастотным зондированием (килогерцы), что вытекает из требования детальности восстановления объекта, а также из ограничений на размеры приемопередающих бортовых гидроакустических систем. Понятно, что математическое описание распространения звука в первом случае — в случае "плоского", "тонкого" океана (глубина пять километров, размеры акватории — сотни километров) — принципиально отличается от описания распространения высокочастотных акустических сигналов в непосредственной близости (сотни метров, километры) от излучателя. Задачи же третьего типа, условно названные спецзадачами, требуют, вообще говоря, индивидуального подхода в каждом конкретном случае.

В рамках данной работы предлагается новый подход к решению ОЗР акустики океана второго типа — локальных задач.

Этот подход базируется на двух принципиальных моментах.

Первый момент состоит в использовании для теоретического анализа локационных задач специального математического аппарата матричных интегродифференциальных операторов, называемого далее для краткости ФМФ (функционально-матричный формализм). Последовательное применение ФМФ позволяет симметризовать уравнения рассеяния скалярной акустики и рассматривать с единой

точки зрения поля акустического давления в океане и поля колебательной скорости. Этот факт, в свою очередь, дает возможность равноправно оперировать как с данными, снятыми с датчиков давления (ненаправленных гидрофонов), так и с датчиков колебательной скорости (векторных приемников).

Второй момент состоит в использовании при постановке и решении ОЗР функций Грина, зависящих от координат и времени (а не от координат и частоты, как это распространено в акустике). Такие функции Грина, являющиеся аналогом запаздывающих потенциалов, потенциалов Лиенара—Вихерта в электродинамике, позволяют анализировать ОЗР при произвольном виде лоцирующего сигнала — начиная с короткого δ -импульса и кончая монохромным воздействием на зондируемый объект. Ясно, что в общем случае одновременный анализ результатов лоцирования на многих частотах резко увеличивает помехозащищенность локационного устройства, а также возможности реконструкции и определения физических свойств зондируемого объекта.

В соответствии с вышесказанным, данная работа состоит из трех разделов.

В первом разделе рассматриваются основные положения ФМФ применительно к сравнительно простой задаче о рассеянии монохроматических волн в трехмерном пространстве и приводятся важные для акустики океана выражения для монохроматических матричных функций Грина в случае плоскостойкой (стратифицированной) и псевдотрехмерной среды.

Второй раздел посвящен запаздывающим потенциалам, получению матричных уравнений рассеяния скалярной акустики (уравнений типа Липпмана—Швингера), записанных в пространственно-временном представлении. В этом же разделе приводятся выражения акустических аналогов потенциалов Лиенара—Вихерта для некоторых распространенных в акустике океана случаев.

Третий раздел, носящий иллюстративный характер, посвящен подробному анализу одномерной ОЗР. Приведен простой алгоритм решения задачи реконструкции слоистой жидкой среды в борновском приближении однократного рассеяния — задачи акустического дистанционного профилирования дна океана, например. Новизна предлагаемого в качестве иллюстрации примера решения такой одномерной ОЗР состоит в том, что на базе излагаемого подхода возможным является не только определение геометрических параметров донного разреза (количество слоев, их толщин), но и физические характеристики стратифицированной среды — плотности, сжимаемости, фазовой скорости звука в слоях.

1. ФУНКЦИОНАЛЬНО-МАТРИЧНЫЙ ФОРМАЛИЗМ В СКАЛЯРНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКЕ И СИММЕТРИЗАЦИЯ УРАВНЕНИЙ РАССЕЯНИЯ

В рамках линейной скалярной акустики, описывающей распространение звуковых волн малой амплитуды в газах и жидкостях, акустические свойства среды характеризуются тремя величинами: плотностью ρ , сжимаемостью κ и фазовой скоростью звука c , одна из которых в силу связи $c^2 = 1 / (\rho \kappa)$ является "лишней", однозначно определяемой из двух остальных.

Общая постановка задачи. Пусть в акустически однородной среде имеется некоторое включение, локализованное в ограниченной области R . Это включение можно описать функциями $\rho = \rho(r)$, $\kappa = \kappa(r)$ и $c = c(r)$ (r — радиус-вектор), которые за пределами R принимают фоновые значения: $\rho = \rho_0$, $\kappa = \kappa_0$ и $c = c_0$. Задача состоит в определении функций $\rho(r)$, $\kappa(r)$ и $c(r)$ внутри области R с помощью дистанционного акустического зондирования. Лоцирующее поле, излучаемое антенной x , известно и может варьироваться. Рассеянное неоднородностями поле акустического давления принимается антенной y и обрабатывается. Обе антенны удалены от лоцируемой области R . Фоновые значения характеристик среды ρ_0 , κ_0 и c_0 считаются заданными.

К такой постановке задачи приводят многие прикладные разработки, связанные с акустической локацией и дифракционной томографией в гидроакустике (см., например, [5–10], а также обзоры в [11–12]).

Традиционный вариант постановки ОЗР состоит в том, что в качестве основных искомым характеристик среды выступает пара функций $\rho(r)$ и $c(r)$. Функция $\kappa(r)$ в этом случае не фигурирует, но может быть определена при необходимости: $\kappa(r) = 1 / [\rho(r) c^2(r)]$.

Предпочтение, отдаваемое паре $\rho(r)$, $c(r)$ (а не $\rho(r)$, $\kappa(r)$ или $\kappa(r)$, $c(r)$) при выборе определяемых в процессе решения ОЗР функций, имеет, видимо, две причины. Первая состоит в том, что и плотность, и фазовая скорость звука являются более привычными, физически наглядными величинами, чем локальное значение сжимаемости среды. Вторая причина более объективна: во многих прикладных областях накоплен богатый эмпирический материал относительно поведения именно этих акустических характеристик.

Предлагаемая методика сводится к двум ключевым моментам. Первый состоит в том, что в качестве основных, определяемых в процессе решения ОЗР величин выбирается пара $\rho(r)$, $\kappa(r)$. Второй момент заключается в параллельном анализе сразу двух характе-

ристик рассеянного акустического поля: поля давления $p(r, t)$ и поля колебательной скорости $v(r, t)$.

Выполнение этих двух условий приводит к симметризации уравнений рассеяния. Идея такой симметризации не нова. Так, например, решая задачи классической электродинамики, можно исходить из системы уравнений Максвелла (симметризованная относительно векторов E и H система дифференциальных уравнений первого порядка), а можно и из волнового уравнения (уравнения второго порядка, написанного относительно либо H , либо E — асимметричная запись). Теория симметризованного подхода к классическим задачам рассеяния была разработана Л. Б. Фелсеном (Электрофизический политехнический институт, Бруклин, США) и Н. Маркувицем (Нью-Йоркский университет). Эта теория подробно изложена в их двухтомном труде [13]. Практическое же приложение методики к задачам акустики (сейсмоакустики) было впервые, видимо, выполнено В. Б. Сурневым (Институт геофизики Уральского НЦ РАН) [14].

Помимо эстетической ценности симметризация уравнений рассеяния имеет чисто практическое значение, и, как это будет видно из дальнейшего, во многих аспектах.

Рассмотрим, следуя [15], симметризованный подход к задачам линейной скалярной акустики в наиболее простом, монохроматическом, варианте.

Исходные уравнения скалярной линейной акустики являются математической записью двух общеизвестных законов: закона сохранения вещества (уравнение непрерывности) и второго закона Ньютона (уравнения движения в форме Эйлера). Эти уравнения объединяются в систему, которая имеет вид:

$$\begin{cases} \kappa(r) \frac{\partial}{\partial t} p(r, t) + \nabla v(r, t) = s_0(r, t), \\ \nabla p(r, t) + \rho(r) \frac{\partial}{\partial t} v(r, t) = f_0(r, t). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\kappa(r)$ и $\rho(r)$ — локальные значения сжимаемости и плотности среды, $s_0(r, t)$ — плотность скалярного источника частиц, $f_0(r, t)$ — плотность объемных сил.

Предполагая временную зависимость пропорциональной $\exp(-i\omega_0 t)$, перейдем от системы (1) к монохроматической задаче, сохраняя для простоты те же обозначения p, v, s_0, f_0 для спектральных амплитуд:

$$\begin{cases} -i\omega_0 \kappa(r) p(r, \omega_0) + \nabla v(r, \omega_0) = s_0(r, \omega_0), \\ \nabla p(r, \omega_0) - i\omega_0 \rho(r) v(r, \omega_0) = f_0(r, \omega_0). \end{cases} \quad (2)$$

В отличие от традиционного подхода, исключающего вектор колебательной скорости \mathbf{v} в системе (1) или (2) и переходящего в результате этой процедуры к волновому уравнению (из (1)) или к уравнению Гельмгольца (из (2)), предлагаемая методика, развивающая идеи работ [13, 14], состоит в том, что систему (1) (либо (2)) следует рассматривать именно как систему двух уравнений первого порядка, связывающих поле акустического давления и вектор колебательной скорости. Иными словами, систему (2) можно записать в своеобразном матричном виде:

$$\begin{vmatrix} -i\omega_0 \kappa(r), & \nabla \\ \nabla, & -i\omega_0 \rho(r) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p(r, \omega_0) \\ \mathbf{v}(r, \omega_0) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} s_0(r, \omega_0) \\ f_0(r, \omega_0) \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Своеобразие этой записи состоит в том, что матрица (размером 2×2) и двумерный вектор содержат в качестве элементов как скалярные величины, так и векторные, умножаемые по естественному правилу:

$$\begin{vmatrix} \text{скаляр, вектор} \\ \text{вектор, скаляр} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \text{скаляр} \\ \text{вектор} \end{vmatrix} = \\ = \begin{vmatrix} \text{скаляр} \cdot \text{скаляр} + \text{вектор} \cdot \text{вектор} \\ \text{вектор} \cdot \text{скаляр} + \text{скаляр} \cdot \text{вектор} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \text{скаляр} \\ \text{вектор} \end{vmatrix}.$$

Правомерность манипулирования с исходными уравнениями по этим правилам подробно обсуждается и доказывается в работе [15].

Представив неоднородные характеристики среды в виде суммы фоновых значений и возмущения ($\kappa(r) = \kappa_0 + [\kappa(r) - \kappa_0]$ и $\rho(r) = \rho_0 + [\rho(r) - \rho_0]$), перепишем (3) в виде

$$\begin{vmatrix} -i\omega_0 \kappa_0, & \nabla \\ \nabla, & -i\omega_0 \rho_0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p \\ \mathbf{v} \end{vmatrix} = \\ = \begin{vmatrix} -i\omega_0 (\kappa - \kappa_0) p \\ i\omega_0 (\rho - \rho_0) \mathbf{v} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} s_0 \\ f_0 \end{vmatrix}$$

и, обратив дифференциально-матричный оператор

$$\begin{vmatrix} -i\omega_0 \kappa_0, & \nabla \\ \nabla, & -i\omega_0 \rho_0 \end{vmatrix},$$

приходим к системе интегральных уравнений типа Липпмана—Швингера, опуская для сокращения записи зависимость функций от ω_0 :

$$p(r) = p_0(r) + \omega_0^2 \rho_0 \int G(r - r') (\kappa_0 - \kappa(r')) p(r') dr' - \\ - i\omega_0 \int (\nabla G(r - r')) (\rho_0 - \rho(r')) \mathbf{v}(r') dr',$$

$$v(r) = v_0(r) - i\omega_0 \int (\nabla G(r-r'))(\kappa_0 - \kappa(r'))\rho(r')dr' + \omega_0^2 \int G(r-r')(\rho_0 - \rho(r'))v(r')dr'. \quad (4)$$

Здесь $G(r-r')$ — функция Грина уравнения Гельмгольца, имеющая вид

$$\frac{\exp(i k_0 |x - x'|)}{2i k_0}, \quad -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |r - r'|), \quad -\frac{1}{4\pi} \frac{\exp(i k_0 |r - r'|)}{|r - r'|}$$

в одномерном, двумерном и трехмерном пространствах соответственно.

Функции $\rho_0(r)$ и $\bar{v}_0(r)$ обозначают в системе (4) первичное (зондирующее) поле, интегралы содержат бесконечные пределы, однако реально интегрирование ведется лишь по области R , содержащей рассеиватель. Действительно, функции $(\kappa_0 - \kappa(r'))$ и $(\rho_0 - \rho(r'))$ обращаются в ноль за пределами R .

Суть и главное преимущество этой формы записи уравнений рассеяния состоит в их симметрии. Так, если в (4) ρ и v поменять местами одновременно с ρ и κ (подразумевая, что $\nabla v = \text{div} v$, а $\nabla \rho = \text{grad} \rho$, то система (4) останется неизменной. Это обстоятельство очень удобно при теоретическом анализе ОЗР, использующих как данные о поле давления (данные, полученные с гидрофонов), так и данные о поле колебательной скорости (данные, снятые с векторных приемников).

Вторым важным свойством системы (4) является отсутствие в уравнениях пространственных производных характеристик среды, а конкретнее, члена, содержащего $\nabla \rho$.

Присутствие $\nabla \rho$ при традиционной записи уравнения рассеяния приводит к многим неприятностям в задачах, связанных с рассеянием волн в кусочно-непрерывных средах, а также средах, содержащих рассеивающие границы. Борьба с этой трудностью имеет в гидроакустике свою историю. Так, например, в работе [16] указано, что с помощью замены переменных можно перейти к уравнению, не содержащему градиентов плотности (как это сделано в [17]), однако в общем случае зависимости плотности от всех трех пространственных координат это уравнение оказывается весьма громоздким. Понятно, что предлагаемый подход является наиболее естественным путем решения этой проблемы.

Наконец, запись уравнений рассеяния в виде (4) позволяет, как это будет видно из дальнейшего, значительно продвинуться в задачах идентификации типа рассеивателя, определения его физической природы. Так, в частности, уравнения (4) идеально приспособлены

в задаче распознавания типа идеальных граничных рассеивателей — на поверхности мягкого рассеивателя в ноль обращается акустическое давление; на поверхности жесткого рассеивателя — нормальный компонент вектора колебательной скорости. Понятно, что система (4) хорошо приспособлена к решению граничных ОЗР в силу своей дуальности относительно пары (p, v) .

И в заключение полезно привести также вид трехмерных монохроматических матричных функций Грина для плоскостной и псевдотрехмерной среды — моделей, довольно распространенных в акустике океана [18].

Стратифицированная среда. Пусть неоднородность трехмерной среды (океана) задана кусочно-постоянными функциями, изменение которых зависит лишь от глубины $\kappa = \kappa(z)$, $\rho = \rho(z)$. Временную зависимость положим, как и ранее, пропорциональной $\exp(-i\omega_0 t)$. В этом случае система уравнений акустики принимает вид:

$$DU_0 = \begin{vmatrix} -i\omega_0 \kappa(z), & \nabla \cdot \\ \nabla, & -i\omega_0 \rho(z) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p_0(r, \omega_0) \\ v_0(r, \omega_0) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} s_0(r, \omega_0) \\ f_0(r, \omega_0) \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Здесь U_0 — четырехмерный вектор акустического поля.

Поиск оператора, обратного D и имеющего вид

$$\bar{G}(\cdot) = \int dr' \begin{vmatrix} G_{11}(r-r'), & G_{12}(r-r') \\ G_{21}(r-r'), & G_{22}(r-r') \end{vmatrix}(\cdot),$$

приводит к выражению

$$\bar{G}(\cdot) = \frac{1}{4\pi^2} \int dr' \left\{ \begin{vmatrix} i\omega_0 \rho(z) g, & (ik_x g, ik_y g, \frac{\partial g}{\partial z}) \\ (ik_x g, ik_y g, \frac{\partial g}{\partial z}), & i\omega_0 \kappa(z) g \end{vmatrix} \times \right. \\ \left. \times \exp[ik_x(x-x') + ik_y(y-y')] dk_x dk_y \right\}(\cdot), \quad (6)$$

в котором функция $g = g(z-z', k_x^2 + k_y^2)$ является решением одномерного уравнения

$$\frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + \{\omega_0^2 \kappa(z) \rho(z) - (k_x^2 + k_y^2)\} g = \delta(z-z').$$

Применим для проверки оператор D (5) слева к оператору \bar{G} (6). Если точка наблюдения поля расположена строго внутри какого-то

слоя, то в ее сколь угодно малой, но конечной окрестности $\kappa(z)$ и $\rho(z)$ постоянны. Поэтому $\kappa(z)$ и $\rho(z)$ могут быть "пронесены" сквозь оператор ∇ , и, следовательно, получаем

$$\begin{aligned}
 \tilde{D}\tilde{G}(\cdot) &= \left| \begin{array}{cc} -i\omega_0 \kappa(z), & \nabla \\ \nabla, & -i\omega_0 \rho(z) \end{array} \right| \times \\
 &\times \frac{1}{4\pi^2} \int d\mathbf{r}' \left\{ \left| \begin{array}{cc} i\omega_0 \rho(z) g, & (ik_x g, ik_y g, \frac{\partial g}{\partial z}) \\ (ik_x g, ik_y g, \frac{\partial g}{\partial z}), & i\omega_0 \kappa(z) g \end{array} \right| \times \right. \\
 &\times \exp[ik_x(x-x') + ik_y(y-y')] dk_x dk_y \} (\cdot) = \\
 &= \frac{1}{4\pi^2} \int d\mathbf{r}' \left\{ \left| \begin{array}{cc} \delta(z-z'), & 0 \\ 0, & \delta(z-z') \end{array} \right| \times \right. \\
 &\times \exp[ik_x(x-x') + ik_y(y-y')] dk_x dk_y \} (\cdot) = \\
 &= \frac{1}{4\pi^2} \int d\mathbf{r}' \left\{ \left| \begin{array}{cc} \delta(z-z'), & 0 \\ 0, & \delta(z-z') \end{array} \right| \times \right. \\
 &\times 2\pi \delta(x-x') 2\pi \delta(y-y') \} (\cdot) = \\
 &= \int d\mathbf{r}' \left| \begin{array}{cc} \delta(z-z') \delta(x-x') \delta(y-y'), & 0 \\ 0, & \delta(z-z') \delta(x-x') \delta(y-y') \end{array} \right| (\cdot).
 \end{aligned}$$

Случай псевдотрехмерного пространства. Пусть модель трехмерной неоднородной среды (океана) описывается кусочно-постоянными функциями только двух координат $\kappa(r) = \kappa(y, z)$ и $\rho(r) = \rho(y, z)$. (Такая ситуация возникает, например, в предположении о том, что акустические свойства океана изменяются только в зависимости от глубины и удаления от берега, но не меняются в направлении, параллельном береговой кромке, которая, в свою очередь, предполагается прямой линией).

В этом случае исходная система уравнений акустики в дифференциально-матричной форме примет вид

$$\left| \begin{array}{cc} -i\omega_0 \kappa(y, z), & \nabla \\ \nabla, & -i\omega_0 \rho(y, z) \end{array} \right| \cdot \begin{vmatrix} p_0(r, \omega_0) \\ v(r, \omega_0) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} s_0(r, \omega_0) \\ f_0(r, \omega_0) \end{vmatrix}. \quad (7)$$

Поиск оператора, обратного данному, аналогично вышеописанному случаю приводит к выражению

$$\frac{1}{2\pi} \int dr' \left\{ \begin{array}{l} i \omega_0 \rho(y, z) g, \quad (ik_x g, \frac{\partial g}{\partial y}, \frac{\partial g}{\partial z}) \\ (ik_x g, \frac{\partial g}{\partial y}, \frac{\partial g}{\partial z}), \quad i \omega_0 \kappa(y, z) g \end{array} \right\} \times \\ \times \exp[ik_x(x - x')] dk_x \quad (\cdot),$$

в котором g является решением уравнения

$$\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + \{\omega_0^2 \kappa(y, z) \rho(y, z) - k_x^2\} g = \delta(y - y') \delta(z - z').$$

2. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ЛИНЕЙНОЙ СКАЛЯРНОЙ АКУСТИКИ И ФУНКЦИОНАЛЬНО-МАТРИЧНЫЙ ФОРМАЛИЗМ

Высококачественная реконструкция лоцируемых объектов, а также высокая надежность идентификации и определения типа рассеивателя в океане влечет за собой, очевидно, использование широкополосных зондирующих импульсов. Импульсное лоцирование дает возможность анализировать отраженный объектом лоцирующий сигнал сразу в широком диапазоне частот, что, в свою очередь, приводит к увеличению качества восстановления вида лоцируемого объекта, надежности получаемой информации о рассеивателе, помехозащищенности гидролокатора.

В силу вышесказанного представляется разумным получить немонотонические выражения для матричных функций Грина. Путь, приводящий к этой цели, очевиден: он состоит во временном Фурье-преобразовании полученных выше уравнений. Эти преобразования приводят к интегральным уравнениям рассеяния, содержащим в качестве ядра матрицу, состоящую из запаздывающих потенциалов типа потенциалов Лиенара-Вихерта в электродинамике. Такие интегральные уравнения позволяют, в свою очередь, анализировать и решать локационные задачи акустики океана, учитывая данные о рассеянии на всех используемых частотах одновременно. Иными словами, предлагаемый подход дает возможность обрабатывать рассеянное поле как единую функцию пространства и времени, а не сводить воедино громоздкими алгоритмами совокупность промежуточных результатов, полученных на различных частотах после спектрального анализа посылки и принятого эхо-сигнала.

В качестве иллюстрации далее приведем ряд выражений, полезных при решении гидроакустических ОЗР. Часть из этих выражений известна, часть получена вышеупомянутым способом [19].

Функция Грина волнового уравнения в одномерном пространстве. Волновое уравнение в R_1 имеет вид

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} p(x, t) - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(x, t) = \delta(x - x_0) \delta(t - t_0).$$

Очевидно, что

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left(- \frac{1}{2(\kappa_0 \rho_0)^{1/2}} \int dx' dt' \theta(t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} \times \right. \\ & \left. \times |x - x'|) (\cdot) = \int dx' dt' \delta(x - x') \delta(t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} |r - r'|) (\cdot) \right) \end{aligned}$$

где θ — единичная ступень Хевисайда. Таким образом, функция Грина уравнения Даламбера в одномерном пространстве (1-D) задается следующим образом:

$$- \frac{\theta(t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} |x - x'|)}{2(\kappa_0 \rho_0)^{1/2}}. \quad (8)$$

Трехмерное пространство. Применяя даламбериан

$$\square(\cdot) = (\Delta - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2})(\cdot) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right)(\cdot)$$

к оператору

$$- \frac{1}{4\pi} \int dr' dt' \frac{\delta(t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} |r - r'|)}{|r - r'|} (\cdot) \quad (9)$$

и предполагая перестановочность операций дифференцирования и интегрирования, приходим к выводу о том, что оператор (9) является обратным даламбериану.

Действительно, обозначим для краткости аргумент δ -функции одной буквой $\tau = t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} |r - r'|$. Тогда

$$\begin{aligned} & (\Delta - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \left(- \frac{1}{4\pi} \int dr' dt' \frac{\delta(\tau)}{|r - r'|} \right) (\cdot) = \\ & = - \frac{1}{4\pi} \int dr' dt' (\Delta - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \left(\frac{\delta(\tau)}{|r - r'|} \right) (\cdot). \end{aligned}$$

Распишем подынтегральное выражение

$$(\Delta - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \left(\frac{\delta(\tau)}{|r - r'|} \right) =$$

$$= \frac{\Delta \delta(\tau)}{|r - r'|} + \delta(\tau) \Delta \left(\frac{1}{|r - r'|} \right) + 2(\nabla \delta(\tau)) (\nabla \frac{1}{|r - r'|}) - \frac{\kappa_0 \rho_0 \delta_{tt}''(\tau)}{|r - r'|}.$$

Так как

$$\nabla \delta(\tau) = -(\kappa_0 \rho_0)^{1/2} (\nabla |r - r'|) \delta'_\tau(\tau); \quad \nabla |r - r'| = \frac{r - r'}{|r - r'|};$$

$$\nabla \left(\frac{1}{|r - r'|} \right) = - \frac{r - r'}{|r - r'|^3};$$

$$\Delta \left(\frac{1}{|r - r'|} \right) = -4\pi \delta(r - r');$$

$$\Delta \delta(\tau) = \kappa_0 \rho_0 \delta''_{\tau\tau}(\tau) (\nabla |r - r'|) (\nabla |r - r'|) -$$

$$- (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} (\Delta |r - r'|) \delta'_\tau(\tau),$$

$$\delta''_{\tau\tau}(\tau) = \delta''_{tt}(\tau),$$

то

$$(\Delta - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \left(\frac{\delta(\tau)}{|r - r'|} \right) = -4\pi \delta(r - r') \delta(\tau).$$

Поэтому

$$(\Delta - \kappa_0 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \left(- \frac{1}{4\pi} \int dr' dt' \frac{\delta(t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} |r - r'|)}{|r - r'|} \right) (\cdot) =$$

$$= \int dr' dt' \delta(t - t' - (\kappa_0 \rho_0)^{1/2} |r - r'|) \delta(r - r') (\cdot).$$

И наконец, приведем матричный акустический аналог потенциала Лиенара-Вихерта для случая трехмерного пространства. Пусть область R трехмерного пространства содержит неоднородности плотности $\rho(r)$ и сжимаемости $\kappa(r)$. Тогда уравнения рассеяния типа Липпмана-Швингера имеют вид

$$U(r, t) = U_0(r, t) + \int_R \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}(r - r', t - t') \xi(r') U(r', t') dt', \quad (10)$$

где $r' \in R$, а r — произвольный трехмерный вектор.

Акустическое поле при этом задается четырех-вектором

$$U(r, t) = \begin{vmatrix} p(r, t) \\ v(r, t) \end{vmatrix} \quad \text{и} \quad U_0(r, t) = \begin{vmatrix} p_0(r, t) \\ v_0(r, t) \end{vmatrix};$$

матричный оператор $\tilde{G}(\cdot)$ в (10) имеет вид

$$\tilde{G}(r - r', t - t') = \begin{vmatrix} G_{11}(r - r', t - t'), & G_{12}(r - r', t - t') \\ G_{21}(r - r', t - t'), & G_{22}(r - r', t - t') \end{vmatrix}.$$

Скалярные и векторные элементы этого оператора при этом представляются следующим образом:

$$G_{11}(r - r', t - t') = \frac{\rho_0}{4\pi} \frac{\delta_{ii}''(t - t' - \frac{|r - r'|}{c_0})}{|r - r'|};$$

$$G_{12}(r - r', t - t') = \frac{1}{4\pi} \frac{r - r'}{|r - r'|^2} \left(\frac{1}{c_0} \delta_{ii}''(t - t' - \frac{|r - r'|}{c_0}) + \frac{\delta_i'(t - t' - \frac{|r - r'|}{c_0})}{|r - r'|} \right) = G_{21}(r - r', t - t');$$

$$G_{22}(r - r', t - t') = \frac{\kappa_0}{4\pi} \frac{\delta_{ii}''(t - t' - \frac{|r - r'|}{c_0})}{|r - r'|}$$

Рассеиватель $\xi(r')$ описывается как диагональная матрица, состоящая из двух элементов [11]:

$$\begin{vmatrix} (\kappa_0 - \kappa(r)), & 0 \\ 0, & (\rho_0 - \rho(r)) \end{vmatrix}.$$

Необходимо отметить, что эта матричная функция Грина существенно отличается от функции Грина уравнения Даламбера (9). Это является очевидным следствием того факта, что даламбертиан является дифференциальным оператором, связанным с волновым уравнением, вывод которого, в свою очередь, базируется на предположении о неизменной плотности в среде. Или, другими словами, обратная задача для волнового уравнения неизменно предполагает флуктуации фазовой скорости звука в среде исключительно как результат возмущения сжимаемости среды, но не локальных значений плотности. В реальных же ситуациях подводной акустики имеют место флуктуации и плотности, и сжимаемости, и, разумеется, фазовой скорости звука. Поэтому вместо уравнения Даламбера и функции Грина (9) следует в этом случае использовать представление (10).

3. БЫСТРОЕ РЕШЕНИЕ ОДНОМЕРНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ. БОРНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕИВАЮЩИХ СЛОЕВ

Исследования обратных одномерных задач эхолокации ведутся давно — с начала века, по крайней мере; основополагающими работами в этой области являются, как известно, [20, 21] (см. также обзор в [22]). В этих сугубо теоретических работах рассматривалась задача дистанционного определения $c(x)$ — неоднородности фазовой скорости звука в среде, или, что эквивалентно, $n(x)$ — коэффициента преломления слоев (здесь и далее x — координата, перпендикулярная слоям). Однако, как уже было отмечено, в реальных ситуациях наряду с флуктуациями фазовой скорости звука в среде имеют место также возмущения плотности $\rho(x)$. Волновое уравнение в этом случае модифицируется; в нем появляется дополнительный член, зависящий от локальных значений плотности среды и их пространственных производных. Обратная задача рассеяния, состоящая в этом случае в раздельной реконструкции $c(x)$ и $\rho(x)$ на базе модифицированного волнового уравнения (уравнения второго порядка), становится на порядок сложнее [15, 23].

В настоящем разделе предлагается простой метод дистанционного определения $c(x)$ и $\rho(x)$ стратифицированной жидкой среды в борновском приближении. Методика базируется на вышеизложенном аппарате функционально-матричного формализма с использованием запаздывающих акустических потенциалов. Использование матричной функции Грина, зависящей от координат и времени, дает возможность, как будет показано ниже, довольно просто определять вид и физические (акустические) характеристики зондируемого объекта, используя в качестве лоцирующих сигналов импульсы произвольной формы и длительности.

Уравнения скалярной акустики в одномерном случае имеют вид

$$\begin{cases} \kappa_0 \frac{\partial}{\partial t} p_0 + \frac{\partial}{\partial x} v_0 = s_0, \\ \frac{\partial}{\partial x} p_0 + \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} v_0 = f_0. \end{cases} \quad (11)$$

Первое уравнение в системе (11) является, как и ранее, уравнением непрерывности, а второе — уравнением движения в форме Эйлера. Можно переписать (11) в матричном виде:

$$\begin{vmatrix} \kappa_0 \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p_0 \\ v_0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} s_0 \\ f_0 \end{vmatrix}. \quad (12)$$

Дифференциально-матричный оператор в (12) легко обратить, получив обратный ему интегрально-матричный оператор:

$$\int dx' dt' \begin{vmatrix} -\rho_0 \frac{\partial G}{\partial t} & \frac{\partial G}{\partial x} \\ \frac{\partial G}{\partial t} & -\kappa_0 \frac{\partial G}{\partial x} \end{vmatrix} (\cdot), \quad (13)$$

в котором G является функцией Грина уравнения Даламбера в $1-D$. Действительно, легко можно убедиться в том, что

$$\begin{aligned} & \begin{vmatrix} -\kappa_0 \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} & -\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \end{vmatrix} \int dx' dt' \begin{vmatrix} -\rho_0 \frac{\partial G}{\partial t} & \frac{\partial G}{\partial x} \\ \frac{\partial G}{\partial t} & -\kappa_0 \frac{\partial G}{\partial x} \end{vmatrix} (\cdot) = \\ & = \int dx' dt' \begin{vmatrix} -\rho_0 \frac{\partial G}{\partial t} & \frac{\partial G}{\partial x} \\ \frac{\partial G}{\partial x} & -\kappa_0 \frac{\partial G}{\partial t} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \kappa_0 \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \end{vmatrix} (\cdot) = \\ & = \int dx' dt' \begin{vmatrix} \delta(x-x') \delta(t-t'), & 0 \\ 0, & \delta(x-x') \delta(t-t') \end{vmatrix} (\cdot), \end{aligned}$$

если G есть решение уравнения

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} G(x-x', t-t') - \frac{1}{\kappa_0 \rho_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} G(x-x', t-t') = \\ & = \delta(x-x') \delta(t-t'). \end{aligned} \quad (14)$$

Далее, в случае неоднородной среды, система уравнений скалярной акустики примет, очевидно, вид

$$\begin{vmatrix} \kappa(x) \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \rho(x) \frac{\partial}{\partial t} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p \\ v \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} s_0 \\ f_0 \end{vmatrix} \quad (15)$$

или, в несколько иной, но эквивалентной форме,

$$\begin{aligned} & \left| \begin{array}{cc} \kappa_0 \frac{\partial}{\partial t}, & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x}, & \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \end{array} \right| \cdot |p| = \\ & = \left| \begin{array}{cc} (\kappa_0 - \kappa(x)) \frac{\partial}{\partial t}, & 0 \\ 0, & (\rho_0 - \rho(x)) \frac{\partial}{\partial t} \end{array} \right| \cdot |p| + \left| \begin{array}{c} s_0 \\ f_0 \end{array} \right|. \end{aligned} \quad (16)$$

Предполагая, что $\kappa_0 - \kappa(x)$ и $\rho_0 - \rho(x)$ локализованы на сколь угодно протяженном, но ограниченном интервале $(0, L)$, можно применить слева к системе (16) интегродифференциальный оператор (13) и получить два уравнения рассеяния типа Липпмана-Швингера:

$$\begin{aligned} p(x, t) = & p_0(x, t) - \rho_0 \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\kappa_0 - \kappa(x')) \frac{\partial G}{\partial t} \frac{\partial p}{\partial t'} dx' dt' + \\ & + \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_0 - \rho(x')) \frac{\partial G}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial t'} dx' dt'; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} v(x, t) = & v_0(x, t) + \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\kappa_0 - \kappa(x')) \frac{\partial G}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial t'} dx' dt' - \\ & - \kappa_0 \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_0 - \rho(x')) \frac{\partial G}{\partial t'} \frac{\partial v}{\partial t'} dx' dt', \end{aligned}$$

в которых p_0 и v_0 означают первичное (зондирующее) поле.

После переноса частных производных в соответствии с теоремой Фубини приходим к уравнениям

$$\begin{aligned} p(x, t) = & p_0(x, t) - \rho_0 \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\kappa_0 - \kappa(x')) p(x', t') \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} dx' dt' + \\ & + \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_0 - \rho(x')) v(x', t') \frac{\partial^2 G}{\partial t \partial x} dx' dt'; \end{aligned} \quad (18)$$

$$v(x, t) = v_0(x, t) + \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\kappa_0 - \kappa(x')) p(x', t') \frac{\partial^2 G}{\partial t \partial x} dx' dt' -$$

$$- \kappa_0 \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_0 - \rho(x')) v(x', t') \frac{\partial^2 G}{\partial t'^2} dx' dt'.$$

Далее, для дальнейших преобразований системы (18) необходимо привлечь еще несколько выражений. Первым из них является акустический аналог закона Ома. Он состоит в том, что в однородной одномерной среде, свободной от источников, справедливо равенство

$$p_0 = \rho_0 c_0 v_0 = \left(\frac{\rho_0}{\kappa_0}\right)^{1/2} v_0 \quad (\text{или } v_0 = \left(\frac{\kappa_0}{\rho_0}\right)^{1/2} p_0),$$

c_0 здесь фоновое значение фазовой скорости звука: $c_0 = 1/(\kappa_0 \rho_0)^{1/2}$. Вторым является выражение функции Грина уравнения Даламбера в 1-D (8).

Рассмотрим только первое уравнение системы (18). Оно может быть переписано в виде

$$\begin{aligned} p_{2c}(x, t) &= p(x, t) - p_0(x, t) = \\ &= \frac{\rho_0 c_0}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\kappa_0 - \kappa(x')) p(x', t') \delta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{c_0}\right) dx' dt' - \\ &- \frac{c_0}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_0 - \rho(x')) v(x', t') \delta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{c_0}\right) dx' dt'. \quad (19) \end{aligned}$$

В борновском приближении однократного рассеяния под интегралами в уравнении (19) выполняется соотношение $p(x', t') \approx p_0(x', t')$ и, в то же время, $v(x', t') \approx v_0(x', t')$. Благодаря связи между ρ_0 и v_0 в однородной среде (акустический аналог закона Ома) ($p_0 = \rho_0 c_0 v_0$) получим

$$\begin{aligned} p_{2c}(x, t) &= p(x, t) - p_0(x, t) = \\ &= \frac{\rho_0 c_0}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\kappa_0 - \kappa(x')) p_0(x', t') \delta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{c_0}\right) dx' dt' - \\ &- \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_0 - \rho(x')) p_0(x', t') \delta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{c_0}\right) dx' dt'. \quad (20) \end{aligned}$$

После интегрирования по времени уравнение (20) трансформируется в следующее уравнение:

$$p_{2c}(x, t) = \frac{\rho_0 c_0}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L (\kappa_0 - \kappa(x')) p_0(x', t - \frac{|x - x'|}{c_0}) dx' -$$

$$- \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^L (\rho_0 - \rho(x')) p_0(x', t - \frac{|x - x'|}{c_0}) dx'. \quad (21)$$

Для поля, рассеянного назад (отраженного импульса), имеет место равенство $|x - x'| = x' - x$ (так как координата точки наблюдения в этом случае $x < 0$, а координата, по которой ведется интегрирование, находится внутри рассеивателя: $x' \in (0, L)$ и, следовательно, $x' > 0$). Таким образом, в результате получим

$$p_{\text{ref}}(x, t) = \frac{\rho_0 c_0}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L (\kappa_0 - \kappa(x')) p_0(x', t - \frac{x' - x}{c_0}) dx' -$$

$$- \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^L (\rho_0 - \rho(x')) p_0(x', t - \frac{x' - x}{c_0}) dx'. \quad (22)$$

Предполагая, что лоцирующий сигнал, распространяющийся вдоль оси x , имеет произвольный вид $p_0(x, t) = p_0(t - x/c_0)$, приходим к равенству

$$p_0(x', t - \frac{x' - x}{c_0}) = p_0(t - \frac{x' - x}{c_0} - \frac{x'}{c_0}) = p_0(t - \frac{2x'}{c_0} + \frac{x}{c_0}).$$

Далее, так как

$$\frac{\partial}{\partial t} p_0(t - \frac{2x'}{c_0} + \frac{x}{c_0}) = c_0 \frac{\partial}{\partial x} p_0(t - \frac{2x'}{c_0} + \frac{x}{c_0}),$$

перепишем (22) и получим окончательно:

$$p_{\text{ref}}(x, t) = \frac{1}{4} \int_0^{\frac{2L}{c_0}} \left\{ \frac{\rho(\frac{c_0 \tau}{2})}{\rho_0} - \frac{\kappa(\frac{c_0 \tau}{2})}{\kappa_0} \right\} \frac{\partial}{\partial t} p_0(t + \frac{x}{c_0} - \tau) d\tau.$$

Здесь $\tau = 2x'/c_0$. Без ограничения общности положим координату приемной точки равной нулю: $x = 0$. Это приводит к прозрачному выражению

$$p_{\text{ref}}(0, t) = \frac{1}{4} \int_0^{\frac{2L}{c_0}} \left\{ \frac{\rho(\frac{c_0 \tau}{2})}{\rho_0} - \frac{\kappa(\frac{c_0 \tau}{2})}{\kappa_0} \right\} \frac{\partial}{\partial t} p_0(t - \tau) d\tau, \quad (23)$$

которое является обычной сверткой: благодаря априорной локализованности возмущений $\rho(x)$ и $\kappa(x)$ в интервале $(0, L)$ можно заменить конечные пределы интегрирования в уравнении (23) на бесконечные.

Следовательно, решение обратной задачи акустики в $1-D$ в борновском приближении сводится к решению уравнения-свертки (23). Но это не является решением задачи в полном смысле слова; в результате решения (23) получим лишь одну функцию

$$S(x) = \left\{ \frac{\rho(x)}{\rho_0} - \frac{\kappa(x)}{\kappa_0} \right\}$$

вместо двух — $\rho(x)$ и $\kappa(x)$ — отдельно.

Выход из этой ситуации может быть легко найден во многих практически важных случаях. Как правило, мы можем использовать два разных слоя, согласующих преобразователь и лоцируемую среду (рис. 1).

Действительно, после лоцирования исследуемого объекта в двух (или сквозь две) "фоновых средах", обладающих различными акустическими характеристиками $\{\rho_{01}, \kappa_{01}\}$ и $\{\rho_{02}, \kappa_{02}\}$, необходимо дважды решить уравнение (23) и перейти к системе

$$S_1(x) = \left\{ \frac{\rho(x)}{\rho_{01}} - \frac{\kappa(x)}{\kappa_{01}} \right\},$$

$$S_2(x) = \left\{ \frac{\rho(x)}{\rho_{02}} - \frac{\kappa(x)}{\kappa_{02}} \right\}. \quad (24)$$

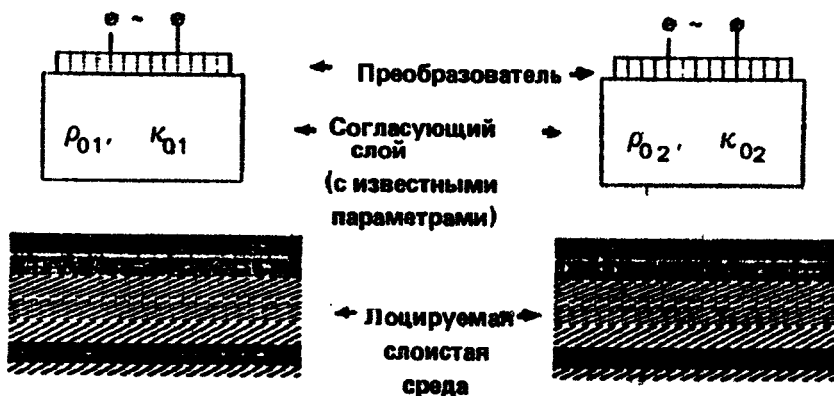


Рис. 1

Если $\kappa_{01}/\rho_{01} \neq \kappa_{02}/\rho_{02}$ (или, что то же самое, $\rho_{01}/c_{01} \neq \rho_{02}/c_{02}$), то система (24) совместима и, следовательно, плотность $\rho(x)$ и сжимаемость $\kappa(x)$ немедленно определяются раздельно.

Полученный результат полезен не только для решения одномерной ОЗР. Исследования, описанные в работах [24–28] (см. также библиографию в [27]), показывают, что дистанция между локационными задачами в одно-, двух- и трехмерном случае не столь велика, как это представлялось ранее. Так, например, многократное решение одномерной ОЗР применительно к трехмерному объекту дает возможность с помощью последующего преобразования Радона восстанавливать трехмерные объекты [19].

Некоторые результаты численного эксперимента решения одномерной обратной задачи приведены на рис. 2–4. (Программа, моделирующая широкий спектр гидролокационных ситуаций, создана В. Ю. Дьяконовым.) Эксперимент состоял из двух этапов. На первом этапе находилось точное решение прямой задачи рассеяния, то есть определялся вид импульса, отраженного слоистой средой (с учетом многократных переотражений лоцирующего импульса). На втором этапе моделировалось решение ОЗР на базе уравнений (23)–(24).

На каждом рисунке (рис. 2–4) четыре графика: *a* – лоцирующий импульс; *b* – сигнал, отраженный слоистой структурой назад (точное решение, учитывающее многократное рассеяние сигнала в слоях); *в* – модель лоцируемого объекта (мишень); *г* – результат локационной реконструкции мишени.

Следующим этапом разработки предложенной методики явилось проведение лабораторного натурального эксперимента. Эти исследования выполнялись совместно с кафедрой акустики физического факультета МГУ. Вся экспериментальная часть работы была произведена доцентом Е. Я. Тагуновым и студентом-дипломником Д. А. Нестеровым на модифицированной для этой цели опытной томографической установке. Установка представляла собой аквариум метровых размеров. Фоновая среда – вода. Лоцируемые объекты моделировались прямоугольными тонкостенными кюветами (толщина пластиковых стенок кювет – десятые доли миллиметра). Кюветы заполнялись слегка подсоленной водой и имитировали таким образом слабо рассеивающие слои. Толщины слоев варьировались в пределах 5 – 9 см. Объекты облучались плоскими, нормально падающими на стенку кюветы акустическими импульсами (частота набивки около 130 кГц).

Наиболее удачные результаты выполненных экспериментов представлены на рис. 5–6. На обоих рисунках четыре графика: *a* – лоцирующий импульс; *b* – отраженный импульс; *в* – лоцируемый объект (мишень); *г* – результат локационной реконструкции мишени.

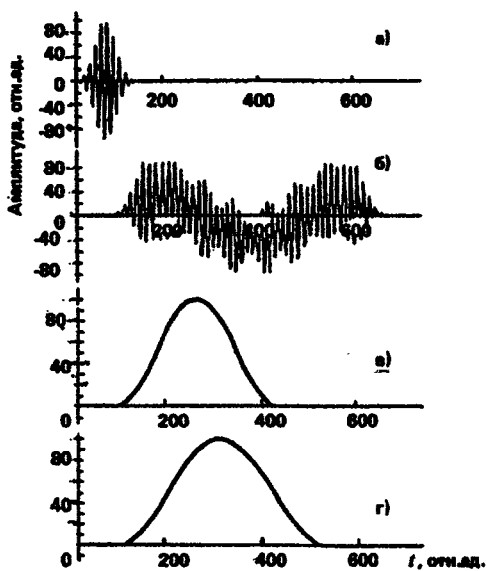


Рис. 2

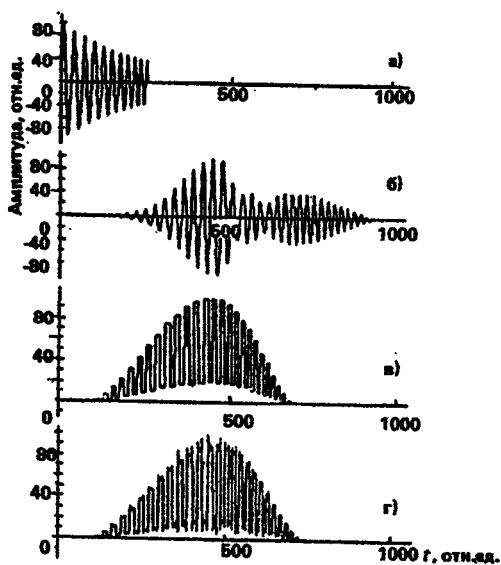


Рис. 3

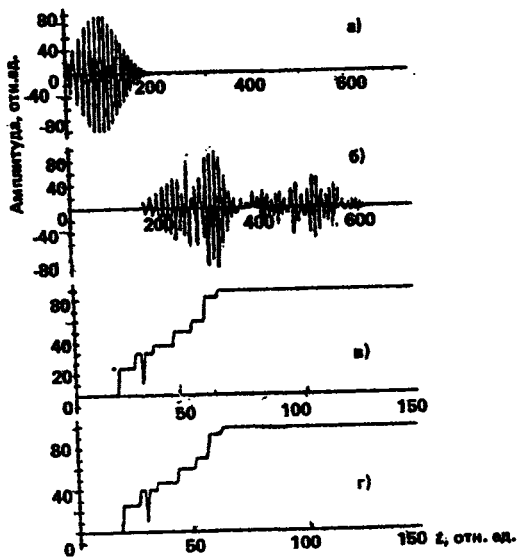


Рис. 4

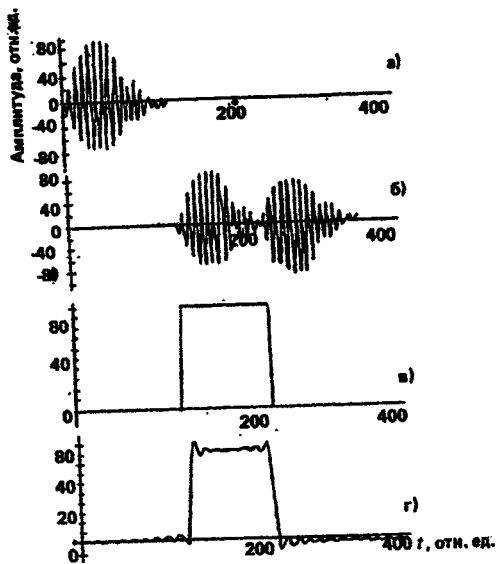


Рис. 5

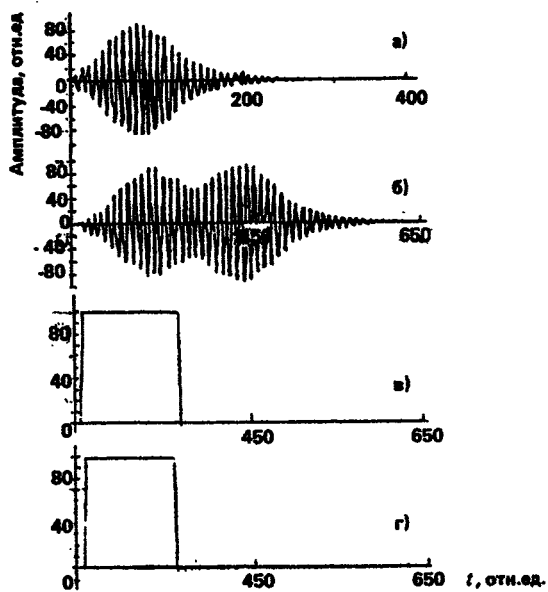


Рис. 6

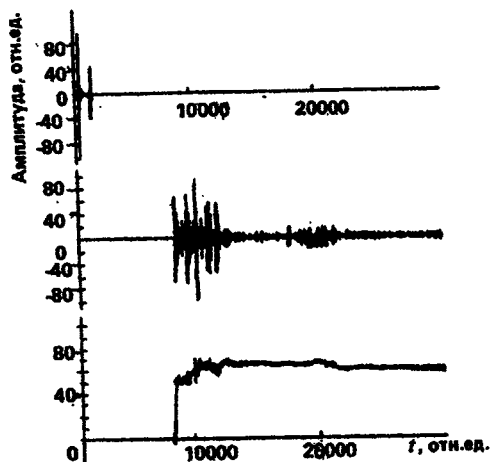


Рис. 7

Первые результаты обработки реальных гидроакустических сигналов с целью профилирования жидкого слоистого дна приведены на рис. 7. На нем изображены (сверху вниз): лоцирующий сигнал, отраженный сигнал, восстановленный донный разрез. Записи сигналов были любезно предоставлены заведующим Лабораторией рассеяния и отражения звука в океане Института океанологии им. П. П. Ширшова РАН профессором Ю. Ю. Житковским. Относительно локационной реконструкции донных профилей с помощью предложенной методики следует отметить ряд возникающих сложностей, связанных, в частности, с нелокальностью объекта (жидкое дно представляет собой полупространство, а не конечную совокупность слоев определенной толщины), со значительным затуханием лоцирующего сигнала в дне, со сложностями отделения "послезвучания" лоцирующего сигнала и донной реверберации от "непосредственного" отклика. Учитывая это, рис. 7 следует рассматривать лишь как отправную точку дальнейшей весьма не простой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М.* Современная стратегия в исследованиях и освоении океана // Проблемы исследования и освоения мирового океана. Л.: Судостроение, 1979. С. 5 - 17.
2. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоназдат, 1982. 264 с.
3. *Бухштабер В. М., Маслов В. К., Трохан А. М.* О методе акустической томографии океана. // Изв. АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20, № 7. С. 630 - 639.
4. *Богородский А. В., Должиков А. К., Корепин Е. А., Яковлев Г. В.* Гидроакустическая техника исследования и освоения океана. Л.: Гидрометеоназдат, 1984. 257 с.
5. *Danliker R., Weiss K.* Reconstruction of the three-dimensional refractive index from scattered waves // Opt. Commun. 1970. V. 1, № 7. P. 323 - 328.
6. *Prosser R. T.* Formal solution of inverse scattered problem // J. Math. Phys. 1976. V. 17, № 10. P. 1775 - 1779.
7. *Bojariski N. N.* Inverse scattering, inverse field and inverse source theory // Acoust. Imag.: Proc. 11th Int. Symp. Monterey. Calif. New York - London, 1982. V. 11. P. 399 - 408.
8. *Клещев А. Г.* О нескольких постановках обратных задач гидроакустики // Всесоюз. симпоз. по вычислительной томографии: Тез. докл. Новосибирск. 1983. С. 99 - 100.
9. *Robinson Enders A.* Direct synthesis of a layered medium from its seismic transmission response // Proc. 3th Int. Symp. Comput. Aided Seism. Anal. and Descrip. Washington. D. C. Silver Spring Md, 1983. P. 8 - 11.
10. *De Facio B.* Rigorous results on inverse source and inverse scattering theory // Rev. Progr. Quant. Nondestructive Eval. Proc. 8th Air Force / Defence Adv. Res. Proj. Agency Symp. Boulder. Colo. New York - London, 1982. V. 1. P. 219 - 226.

11. *Bruck D., Fischer M., Langenberg K. J., Schmitz V.* Comparison of different synthetic aperture reconstruction algorithms // *Ultrason. Symp. Proc. San Diego. Calif. N. Y. 1982. V. 2. P. 994 - 999.*
12. *Горюнов А. А., Сасковец А. В.* Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 151 с.
13. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн. М.: Наука, 1978. Т. 1, 2. 547 с., 555 с.
14. *Сурнев В. Б.* О рассеянии упругих волн локализованной неоднородностью. // *Изв. АН СССР. Физика Земли. 1988. № 2. С. 9 - 19.*
15. *Горюнов А. А., Румянцева О. Д.* Функционально-матричный формализм в обратных задачах рассеяния скалярной линейной акустики / ИОАН. М., Ротапринт. 1991. 65 с.
16. *Крылов В. В.* Основы теории излучения и рассеяния звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 117 с.
17. *Годин О. А.* О волновом уравнении для звукового поля в жидкости со стратификацией плотности // *Докл. АН СССР. 1984. Т. 276, № 3. С. 579 - 582.*
18. *Gorjunov A. A.* Fast calculation of Green functions of layered and pseudo three-dimensional fluid media for ocean tomography // *20th Int. Symp. on Acoustical Imaging, Nanjing, China, 1992. P. 9.*
19. *Gorjunov A. A.* Lippman-Schwinger equations in delayed potential form for inverse scalar acoustic problems // *20th Int. Symp. on Acoustical Imaging, Nanjing, China. 1992. P. 9.*
20. *Herglotz G.* Uber die Elastizitat der Erde bei Borucksichtigung inter Variablen Dichte // *Zeit schr. fur Math. und Phys. 1905. Bd 52, № 3. S. 275 - 299.*
21. *Wiechert E. und Zoeppritz K.* Uber Erdbebenwellen Gotingen: Nachr. Konigl. Gesellschaft. 1907, 4, S. 415 - 549.
22. *Laurentiev M. M., Reznizkaja K. G., Jachno B. G.* One-dimensional inverse tasks of mathematical physics. Novosibirsk: "Nauka" Press, Siberian department, 1982. P. 88.
23. *Горюнов А. А., Сасковец А. В.* Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 151 с.
24. *Norton S., Linzer M.* Ultrasonic Reflectivity Imaging in Three Dimensions, Exact Inverse Scattering Solutions for Plane, Cylindrical and Spherical Apertures // *IEEE Trans. on Biomedical Engineering. 1981. BME-28. № 2. P. 202 - 220.*
25. *Mayer K., Marklein R., Langenberg K. J., Kreutter T.* Three dimensional imaging system based on Fourier transform synthetic aperture focusing technique // *Ultrasonics, 1990. V. 28. P. 241 - 255.*
26. *Anderson F.* 3-D Real Time Imaging Using Ellipsoidal Backprojection // *Pr. of SPIE's Med. Imaging Y, 1991. Feb.24-Mar.1, San Jose, CA.*
27. *Anderson F.* Active Imaging Green's function Proc. // *19th Int. Symp. on Acoustical Imaging, Bohum, Germany, april 1991.*
28. *Rose J.H.* Exterior reconstruction of a three dimensional scatterer // *Wave Motion. 1984. V. 6. P. 149 - 154.*

ТОМОГРАФИЯ ОКЕАНА КАК ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

В. А. Буров, С. Н. Сергеев

В настоящей работе рассматриваются вопросы, связанные с акустической томографией больших акваторий океана на основе волновой теории распространения звука и использования вертикальных линейных гидроакустических антенн для сбора данных.

Методы акустической томографии в приложении к океану стали внедряться несколько позднее, чем, например, методы томографической рентгенодиагностики в медицине, ввиду специфических условий работы в океане: необходимостью получения, накопления, хранения и обработки больших массивов информации, а также использования в качестве основного инструмента томографического исследования совокупности глубоководных антенн со всеми проблемами их размещения и контроля.

От других методов зондирования и диагностики объемных структур томография отличается тем, что информацию от одного и того же объема исследуемого объекта получают многократно, в различных ракурсах относительно объекта [1]. При томографическом восстановлении исследуемый объект облучают с различных направлений и регистрируют результаты измерений характеристик излучения, прошедшего через объект, далее с помощью ЭВМ находят пространственное распределение его количественных характеристик.

Такой взгляд на сущность томографии не является единственным [2], а носит, скорее всего, исторический характер. В настоящее время под томографией часто подразумевают любой способ восстановления структуры объема, включающий в себя решение обратной задачи распространения и рассеяния зондирующего излучения (или использующий другой вид взаимодействия, как, например, в ЯМР-томографии), что позволяет использовать уже разработанные мето-

дики решения обратных задач [3–4]. Вместе с тем послойное двумерное отображение итоговых результатов оправдывает сохранение термина.

Практическая деятельность по томографии океана началась после выхода в 1979 г. работ Манка и Вунша [5–6], в которых предложена схема восстановления распределения скорости звука по значениям времени задержки зондирующего сигнала. Дальнейшее развитие томографических схем шло в основном по пути использования лучевых методов [7].

В достаточно общем случае томографическая задача сводится к решению уравнения типа

$$\int P(r, r') g(r') dr' = f(r), \quad (1)$$

где r и r' – пространственные координаты, $P(r', r)$ – ядро интегрального преобразования, $f(r)$ – измеряемая характеристика, $g(r')$ – реконструируемый образ.

Физический смысл уравнения (1) состоит в том, что измеряемая характеристика $f(r)$ определяется параметром среды $g(r')$ вдоль всего пути зондирующей волны. Информация о геометрии просвечивающего излучения содержится в структуре ядра $P(r', r)$. Если $P(r', r)$ не зависит от $g(r)$, то задача линейна.

Томографическая задача (1) относится к классу некорректных. Дело в том, что в реальных условиях для функций f и P известны лишь приближенные значения, для которых точного решения уравнения может не существовать вовсе, а в случае существования оно может быть неустойчивым по отношению к небольшим погрешностям измерений. Поэтому решение уравнения (1) строится с применением тех или иных методов регуляризации, разработанных для некорректных задач [8].

Для фиксированного положения источника и приемника в лучевом приближении параметры, входящие в уравнение (1), имеют следующий смысл: $P(r', r)$ определяет форму траектории просвечивающего луча, $f(r) \rightarrow f_k = t_k$ – время задержки распространения сигнала по k -му лучу, $g(r) = 1/c(r)$ – распределение обратной скорости звука. При этом траектория луча сама является функцией от $c(r)$, т. е. задача томографии в данном случае нелинейна, что свойственно и волновым обратным задачам восстановления сильных неоднородностей. Она приблизительно линеаризуется относительно искомого возмущения $\delta c(r)$ выбором нулевого приближения распределения скорости звука $c_0(r)$, близкого к истинному:

$$t_k - t_k^0 = \int_{l_k^0} \frac{\delta c(r)}{c_0^2(r)} dl,$$

где l_k^0 — длина траектории k -го луча в j -й ячейке, рассчитываемая для невозмущенного профиля скорости звука в этой ячейке. В описанном подходе предполагается, что отдельные лучевые траектории могут быть разрешены (что имеет место, например, в случае глубоководного звукового канала).

Альтернативным подходом является модовая томография, заключающаяся в восстановлении характеристик распространяющихся мод (например, их фазовых скоростей), из которых также можно получить информацию о структуре океанических неоднородностей. Вопрос о соотношении лучей и мод, в смысле получения информации о возмущениях профиля скорости звука в океане, подробно рассмотрен в работе [9]. Различным лучам, приходящим на приемник, соответствуют интерференционные максимумы групп мод, имеющих близкие номера. С увеличением расстояния между источником и точкой наблюдения число конструктивно интерферирующих мод в каждой группе уменьшается, и начиная с некоторого расстояния даже соседние по номеру моды перестают конструктивно интерферировать. В этом случае естественно использовать не лучевое, а модовое описание звукового поля.

Использование модового описания особенно оправданно в случае справедливости адиабатического приближения [10].

Предположим, что исследуемая акватория окружена системой из S излучающих и R приемных вертикальных многоэлементных антенн, количество которых примерно равно ($R \approx S$) и удовлетворяет соотношению $S \cdot R \geq M$, где M — число подлежащих разрешению пространственных элементов, покрывающих площадь исследуемой акватории. Число излучателей в каждой из антенн может быть невелико (1–3), так как при определенных глубинах расположения даже один элемент может возбудить все учитываемые моды волновода.

Если вертикальные приемные антенны обеспечивают разделение всех учитываемых мод, то для каждого номера моды формируется независимая обратная задача восстановления "карты" фазовых скоростей в исследуемом районе, решение которой может быть осуществлено общими методами, разработанными для таких задач [3, 11–12]. Если при этом исследуемая неоднородность имеет достаточно плавный характер, так что максимальные поперечные размеры лучевой трубки, соединяющей любые пары приемно-излучающих систем, меньше, чем ячейка пространственного описания акватории, то возможно дальнейшее упрощение, связанное с использованием

комбинированного описания типа "вертикальные моды, горизонтальные лучи" [13]. Таким образом, в горизонтальной плоскости осуществляется переход от волновой к лучевой томографии.

В рассматриваемых задачах имеют также определенную специфику такие их аспекты, как влияние силы рассеивателей на методы решения обратной томографической задачи, единственность решения и др.

Линеаризованное борновское описание справедливо, когда искомое возмущение очень мало, так что его воздействие изменяет фазу принимаемой моды на малую величину, не влияя на траекторию луча. В этом случае возможно решение обратной задачи в монохроматическом режиме. Многочастотные измерения, повышающие избыточность данных, приводят к улучшению точности решения, но не являются необходимым условием единственности решения.

Использование монохроматического режима возможно и при изменении фазы принимаемой моды в пределах $\pm \pi$. Этот случай аналогичен случаю рассеивателей "средней силы" [3]. Для него характерно искажение траектории луча и коррекция этой траектории в итерационном цикле решения: лучи \rightarrow искажение фазы принимаемой моды \rightarrow оценка возмущения \rightarrow коррекция лучей. Роль избыточности данных, получаемых при многочастотных экспериментах, здесь более существенна, так как приводит к увеличению скорости и расширению области сходимости итераций.

Дальнейшее увеличение силы возмущений, приводящее к искажению фазы принимаемых мод более чем на 2π , делает оцениваемое возмущение "сильным", так как искажение поля внутри исследуемой области превосходит по норме первичное поле, вызывая "несколько оборотов" фазы. Возникающая при этом неоднозначность в решении приобретает вполне наглядную форму фазовой неоднозначности. Многочастотный режим восстанавливает однозначность. Это особенно наглядно проявляется в импульсной томографии, где в простейшем случае измеряется групповая задержка распространения мод. Время запаздывания n -й моды, распространяющейся по k -й траектории, равно

$$\delta t_n = - \int_{\rho_k} \frac{\delta v_n(x, y)}{v_n^2(x, y)} dl,$$

где v_n — групповая скорость, а δv_n — ее возмущение, вызванное соответствующим возмущением скорости звука δc .

В случае сильной частотной дисперсии (частоты, близкие к критическим) расплывание принимаемого пакета требует более полного измерения данных в форме детального частотного или

временного описания принимаемого сигнала. В результате подобных многочастотных измерений полученные дисперсионные данные для всей совокупности принимаемых мод позволяют восстановить гидрологический профиль, используя метод, аналогичный изложенному в [14] для внутренних волн. Такая цепочка операций восстановления (данные измерений → разделение на модовые составляющие → определение дисперсионных характеристик → восстановление гидрологии) не является необходимой: разделение принимаемых сигналов на моды может быть исключено, и связь "возмущение гидрологии — возмущение сигнала" может быть использована непосредственно, хотя при построении оператора соответствия модовые представления остаются полезными. Исключение операции восстановления модовой структуры необходимо в случае, если число приемных гидрофонов в вертикальной антенне оказывается меньшим числа участвующих в формировании мод.

Предельным является переход к группе близких по номеру мод на достаточно высоких частотах, т. е. переход к лучевому представлению в вертикальной плоскости, который возвращает нас к первоначальной импульсно-лучевой томографии океана.

Возможность конструктивного использования принимаемой информации реализуется только при известном пространственном положении узлов используемых антенных устройств. Так, в случае использования вертикальных антенн, предполагается, что они сохраняют прямую форму, в то время как под воздействием океанических течений отклонение отдельных элементов антенны от вертикали может достигать сотен метров (рис. 1). Приведенные на рисунке данные получены в результате численного расчета, выполненного на основе гидродинамических соотношений, для вертикальной гидроакустической антенны длиной 1 км, выполненной в виде троса диаметром 2 мм, обладающего плавучестью 0,05 Н/м, с подвешенным на конце грузом (шаром) массой 40, 30 и 20 кг, в изоскоростном потоке 0,2 м/с. Рассчитанные для такой антенны отклонения от вертикали составляют сотни метров, что соответствует по порядку величины опубликованным данным [15]. Стандартными приемами для исправления указанного недостатка являются технические способы выпрямления антенны (заякорение, подвешивание большого груза и т. п.) [16—17], что приводит к утяжелению всей конструкции и усложнению процесса ее развертывания. Другим приемом является определение текущей оценки истинного профиля искривленной антенны. Так, в эксперименте, проведенном группой сотрудников Института океанологии [18], положение узлов фиксировалось с помощью трех приемно-излучающих модулей, располагающихся в вершинах треугольника со стороной, примерно равной длине судна,

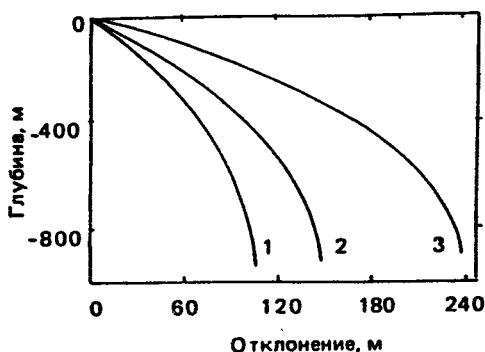


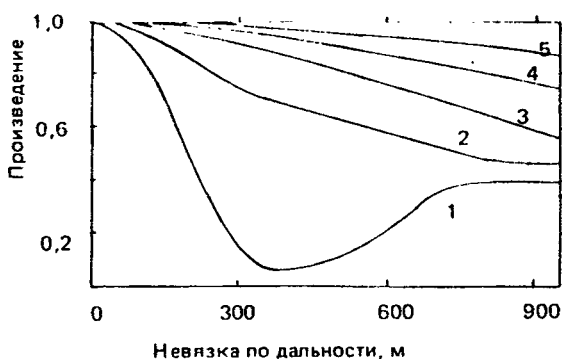
Рис. 1. Профиль вертикальной антенны длиной 1 км в изоскоростном потоке скоростью 0,2 м/с при нагрузке на конце массой $m = 40$ (1), 30 (2) и 20 (3) кг

на глубине 15 – 20 м. Действие системы основано на измерении времени распространения коротких высокочастотных посылок между каждым модулем и каждым элементом антенны. Далее производится вычисление положения каждого приемника в системе координат, связанной с опорным треугольником, т. е. определение формы антенны. В качестве принципиально иного подхода к решению данной проблемы нами был предложен "четырёхчастотный" алгоритм, позволяющий компенсировать неизвестные искривления антенны [19–20]. Суть метода состоит в следующем.

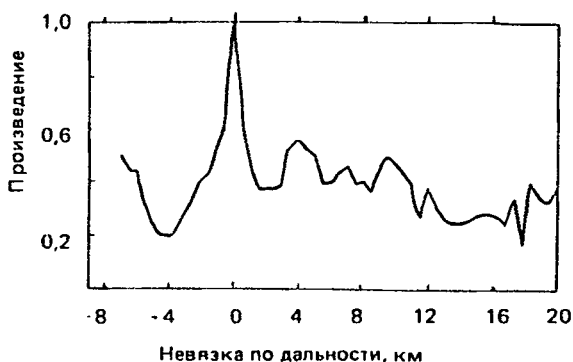
Отклонение k -го узла антенны на неизвестную величину Δx_k вызывает появление в принятом поле добавочного набега фазы l -й моды $\kappa_l \Delta x_k$, где κ_l – горизонтальное волновое число. Если величина искривления мала по сравнению с дальностной разрешающей способностью (которая для данной частоты определяется разностью обратных фазовых скоростей крайних мод), то для этого расстояния можно пренебречь различием в фазовых скоростях отдельных мод и положить фазовый множитель

$$\exp \{ i (\kappa_l \Delta x_k) \} \approx \exp (i \omega \Delta x_k / c),$$

где c – некоторая средняя фазовая скорость учитываемых мод. Тогда добавочный фазовый набег будет скомпенсирован при комбинации значений принимаемого поля в произведение четвертого порядка на четырех частотах



а)



б)

Рис. 2. Иллюстрация работы четырехчастотного алгоритма при небольших (а) и больших (б) рассогласованиях по дальности

$$M_k = U_{\omega_1 k} U_{\omega_2 k}^* U_{\omega_3 k}^* U_{\omega_4 k},$$

где три частоты выбираются произвольно, а четвертая определяется по правилу

$$\omega_1 + \omega_4 = \omega_2 + \omega_3,$$

k — номер горизонта.

На рис. 2 представлены результаты, иллюстрирующие работу четырехчастотного алгоритма для выбранного в качестве модельного

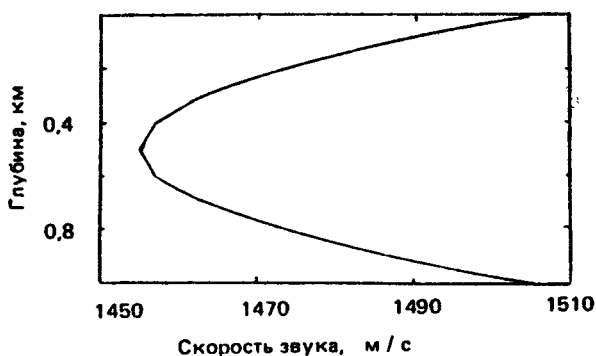


Рис. 3. Модельный волновод с параболическим профилем гидрологии

волновода глубиной 1 км с симметричным параболическим профилем гидрологии (рис. 3). Произведение четвертого порядка, построенное описанным способом, сравнивалось с составленным аналогичным образом эталонным произведением M_4 , рассчитанным для некоторого выбора оцениваемых параметров, по корреляционной формуле

$$R = \left| \frac{\sum_k M_{k_0} M_k^*}{\left(\sum_k M_k^2 \sum_k M_{k_0}^2 \right)^{1/2}} \right|,$$

степень близости этого выражения к максимуму служит критерием соответствия значений оцениваемых параметров истинным. Представленные на рис. 2, а кривые соответствуют выбору частот 17, 20, 20, 23 Гц (1); 27, 30, 30, 33 Гц (2); 77, 80, 80, 83 Гц (3); 157, 160, 160, 163 Гц (4); 197, 200, 200, 203 Гц (5) при положении источника в 10 км от антенны. Хорошо видно, что с увеличением выбранных частот результат становится во все меньшей степени зависимым от смещения порядка 0,5 км, т. е. искривления антенны, приводящие к смещению ее узлов до нескольких сотен метров (что можно ожидать на практике, см. рис. 1), не приводят к заметным ухудшениям результатов. Вместе с тем произведение чувствительно к большому рассогласованию по дальности, что хорошо видно из рис. 2, б, где представлена зависимость усредненной по указанному набору частот величины R от расстояния. Хорошо разрешается пик, соответствующий положению источника на расстоянии 10 км от антенны. Это свойство позволяет использовать произведение четвертого порядка для решения задач томографии с разумной точностью пространственного разрешения.

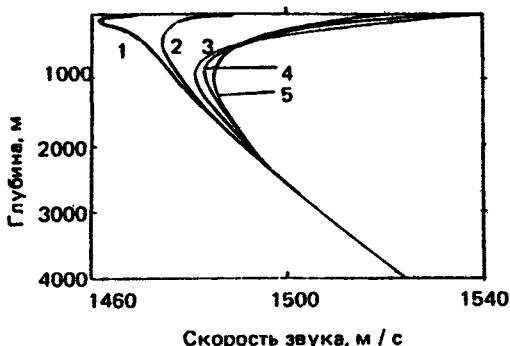


Рис. 4. Стратификация скорости звука: 1 — арктический, 2 — субарктический, 3 — субтропический, 4 — тропический и 5 — экваториальный типы

Аналогичные расчеты показывают хорошую работоспособность алгоритма при оценке глубинной координаты.

Для изучения возможностей практического использования четырехчастотного алгоритма для основных типов стратификации скорости звука в океане (рис. 4) и мелкого моря (рис. 5) рассчитывалась функция неопределенности в виде отклика на рассогласование по дальности и глубине источника (рис. 6). Вдоль оси X отложена невязка по дальности от -5 до $+5$ км, вдоль оси Y — по глубине от $-0,25$ до $+2$ км (в случае мелкого моря от -50 до 200 м). Источник располагался в точке $(0,0)$.

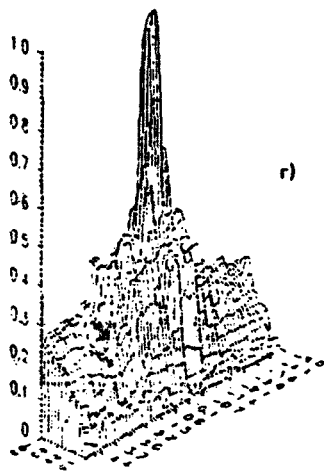
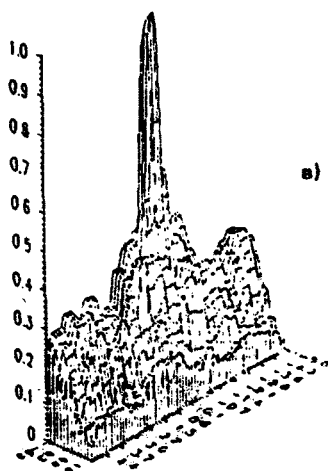
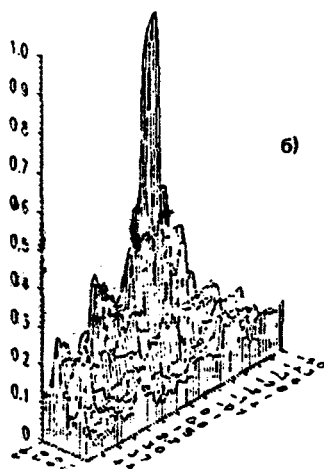
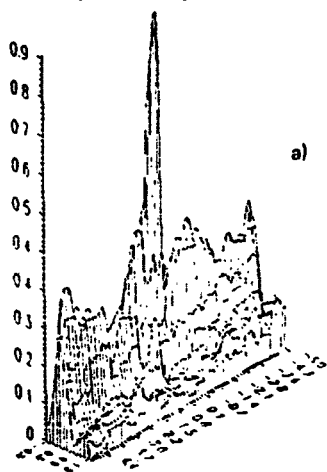
Анализ полученных зависимостей приводит к выводу об отсутствии принципиальных различий между ними, что говорит о необя-



Рис. 5. Стратификация мелкого моря

зательной адаптации алгоритма к конкретным условиям проведения эксперимента и достаточной его универсальности. Важно также отметить, что основной пик является и единственным, по крайней мере на глубинах, представляющих практический интерес, так как не существует максимумов, превышающих 0,5 величины основного; при этом наблюдается общее убывание функции неопределенности как при рассогласовании по глубине, так и по дальности. Однако пик резко сужается по обеим координатам в случае мелкого моря (рис. 6, e).

Для построения полной схемы томографии океана рассмотрим классическую схему компьютерной томографии [21].



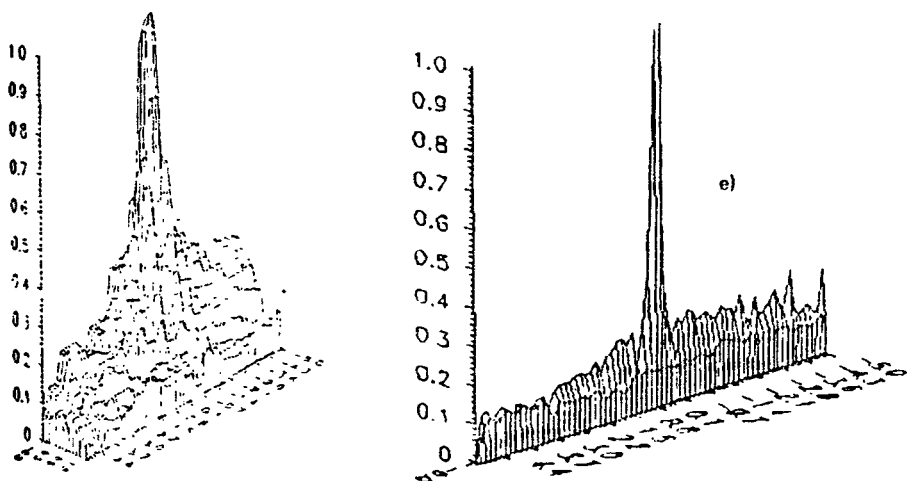


Рис. 6. Функция неопределенности для следующего типа гидрологии: а — арктического, б — субарктического, в — субтропического, г — тропического, д — экваториального, е — для мелкого моря

Если в рассматриваемом сечении объекта его способность ослаблять пронизывающее излучение характеризуется двумерным распределением $\mu(x, y)$, то интенсивность излучения, прошедшего через объект под углом Φ вдоль луча AB (рис. 7), можно записать в виде

$$I_{\Phi}(x') = I_{\Phi}^0(x') \exp \left[- \int_{AB} \mu(x, y) dy' \right].$$

Функция отдельной проекции объекта под углом Φ имеет вид

$$\lambda_{\Phi}(x') = - \ln \frac{I_{\Phi}(x')}{I_{\Phi}^0(x')} = \iint_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) \delta(x \cos \Phi - y \sin \Phi - x') dx dy$$

(прямая AB задается уравнением $x' = x \cos \Phi + y \sin \Phi$).

Проблема восстановления изображения заключается в обращении этого соотношения, т. е. в восстановлении $\mu(x, y)$ по набору $\lambda_{\Phi}(x')$. Для удобства рассмотрим проекцию под углом $\Phi = 0$. Ее Фурье-образ

$$\Lambda_0(\zeta) = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda_0(x) \exp(-2\pi i \zeta x) dx =$$

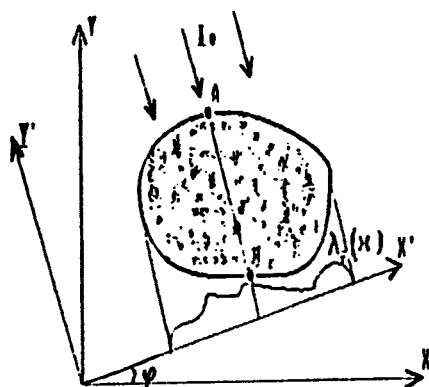


Рис. 7. Схема двумерной компьютерной томографии скалярного объекта

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) \exp[-2\pi i(\zeta x + \eta y) |_{\eta=0}] dx dy.$$

Таким образом, одномерный фурье-образ проекции Λ_0 определяется значениями двумерного фурье-образа $M(\zeta, \eta)$ величины $\mu(x, y)$ вдоль определенной линии. Эта линия является центральным сечением, которое ориентировано вдоль направления $\Phi = 0$. Это же утверждение в произвольно ориентированной системе координат составляет содержание теоремы о центральном сечении:

$$\Lambda_\Phi(\zeta) = M(\zeta, \eta).$$

Для реконструкции изображения разработано несколько методов, многие из которых основаны на теореме о центральном сечении. Так, суть наиболее часто цитируемого метода свертки и обратной проекции сводится к тому, что каждая проекция $\lambda_\Phi(x')$ свертывается (фильтруется) с некоторой функцией $p(x')$, определяемой используемыми аппаратными средствами, а каждая фильтрованная проекция обратно проецируется в пространство (x, y) , причем все отдельные проекции используются для получения изображения $\mu(x, y)$.

Развитие рассмотренной схемы в целях осуществления волновой томографии океана сопряжено с рядом особенностей, главной из которых является влияние гидрологии по всей глубине океанического волновода на характер распространения звукового поля, что делает задачу принципиально трехмерной, т. е. ее можно рассматривать

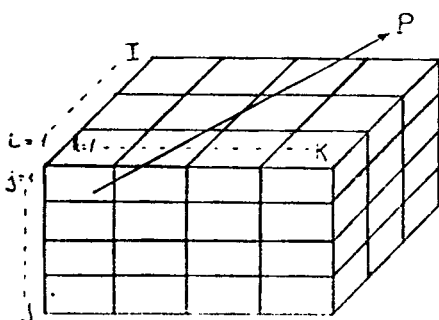


Рис. 8. Схема трехмерной томографии океана

как восстановление "карты" гидрологии. Иными словами, в отличие от традиционной томографии плоского сечения скалярного объекта томография океана является векторно-параметрической задачей.

Разобьем исследуемую область океана на вертикальные столбцы-ячейки и рассмотрим трансформацию звукового поля при прохождении через один столбец. Если столбец содержит только фоновую среду, то поле на его "выходе" и "входе" связано посредством оператора распространения \hat{A}^0 .

$$U(z_k, r + \Delta r) \cong U_k = \hat{A}_{ki}^0 U(z_i, r).$$

По повторяющимся индексам здесь и далее подразумевается суммирование.

Возмущение гидрологии $\delta c(z_j)$ вызывает возмущение оператора:

$$\delta \hat{A}_{ki} = \frac{\partial \hat{A}_{ki}}{\partial c(z_j)} \cdot \delta c(z_j) = \hat{B}_{kij} \cdot \delta c_j.$$

Пусть сигнал проходит между излучающей и приемной вертикальными антеннами P столбцов (рис. 8). В этом случае фоновое изменение поля будет иметь вид

$$U_k = \left[\prod_{p=1}^P \hat{A}^{0p} \right]_{ki} U_i.$$

Наличие возмущения приводит к искажению наблюдаемого профиля, которое в линеаризованном виде есть

$$\begin{aligned}
\delta U_k &= \sum_i \sum_{p \in P_i} \left[\prod_{l \neq p}^P \hat{A}^{0l} \sum_l B_l^p \cdot \delta c_j^p \right]_{ki} U_i = \\
&= \sum_i \left[\sum_{p \in P_i} \hat{D}_p \sum_l B_l^p \cdot \delta c_j^p \right]_{ki} U_i = \sum_{p \in P_i} \sum_l \left[\hat{D}_p \hat{B}_l^p \right]_{ki} U_i \cdot \delta c_j^p = \\
&= \sum_{p \in P_i} \sum_l \hat{F}_{kl}^p \delta c_j^p, \tag{2}
\end{aligned}$$

где смысл вводимых обозначений виден из последовательности преобразований, \hat{D} в адиабатическом приближении и модовом представлении является диагональным оператором, P_l описывает траекторию l -го луча. Здесь знаки суммирования представлены в явном виде.

Выписанное выражение представляет собой формулу для томографического зондирования океана, и в этом смысле она аналогична уравнению (1). Вместе с тем в ней отражены особенности томографии океана, главной из которых является "объемность", т. е. необходимость учета и восстановления вертикальной гидрологии для описания каждого сечения объекта, что привело к появлению второй суммы по глубинной координате в формуле (2). Это является существенным отличием от имеющихся схем компьютерной томографии, используемых в медицине и других практических реализациях, так как в указанных схемах происходит восстановление плоского сечения скалярного объекта по результатам зондирования именно этого сечения (см. рис. 7), что в принципе невозможно в океанической среде.

Ситуация несколько облегчается в случае использования адиабатического приближения в модовом представлении. Выкладки, аналогичные проведенным выше, дают для вектора комплексных амплитуд соотношение

$$\delta \psi_k = \sum_{p \in P_i} \hat{D}_p \sum_l \left[\hat{B}_l^p \right]_{ki} \delta c_j^p \psi_i$$

т. е. каждый вертикальный столбец в данном случае дает одинаковый вклад в каждый проходящий через него луч, что обобщает случай скалярной томографии, где каждая ячейка каждого сечения дает одинаковый вклад во все проходящие через нее лучи, на векторно-параметрический случай.

Другой важный вопрос касается источника зондирующего излучения. Для его прояснения перейдем в конечное и дискретизиро-

ванное по глубине модовое представление. Поскольку все операторы A диагональны в случае адиабатического приближения, то B и D также диагональны и это дает возможность перейти к раздельному томографированию фазовых скоростей каждой моды, возбуждая только одну глубину размещения источников, такую, что возбуждаются все моды рассматриваемого океанического волновода. В общем случае вопрос упирается в обусловленность оператора \hat{F} , что не гарантировано. Повысить его обусловленность оказывается возможным за счет избыточности данных, используя различные глубины излучателей.

Важным является также вопрос о выборе рабочих частот в том случае, когда восстановление производится с использованием модовых представлений. Это связано с тем, что на одной рабочей частоте можно восстановить карту фазовых скоростей мод, но нельзя восстановить профиль, так как возмущение в фазовой скорости n -й моды $\delta c \sim \int \delta c(z) \psi_n^2(z) dz$, а множество $\{\psi_n^2\}$ на одной частоте не образует полной системы. Таким образом, восстановление $\delta c(z)$ возможно лишь с использованием совокупности данных на нескольких частотах.

В общем случае для решения прямой опорной задачи и построения оператора соответствия, т. е. матрицы перехода от измеряемых данных к гидрологическим характеристикам, лежащего в основе решения обратной задачи, можно применить модовый подход с использованием первых (линейных) членов разложения теории возмущений. Для этого рассмотрим уравнение

$$\psi_l''(z) + k^2(z) \psi_l(z) = \kappa_l^2 \psi_l(z), \quad (3)$$

где κ_l — l -е собственное значение — величина, имеющая смысл квадрата горизонтального волнового числа, ψ_l — соответствующая ему собственная функция (мода) и $k(z) = \omega/c(z)$, $c(z)$ — профиль скорости звука. Поле в однородном волноводе на расстоянии r от расположенного на глубине z_0 источника на глубине z представляется в виде

$$U_l(r, z) = \sum_{l=1}^{\infty} (2/\pi \kappa_l r)^{1/2} \psi_l(z_0) \psi_l(z) \exp[i(\kappa_l r - \pi/4)]. \quad (4)$$

Прямой аналитический расчет звукового поля по данной формуле затруднен, так как чаще всего вид собственных функций $\psi_l(z)$ неизвестен, поскольку только в ограниченном числе случаев уравнение (3) имеет точное решение. Для вычисления полей приходится

развивать приближенные методы. Одним из таких методов, получившим наиболее широкое распространение в различных разделах волновой физики, является метод теории возмущений, который применяется тогда, когда квадрат волнового числа $k(z)$ может быть представлен в виде

$$k^2(z) = k_0^2(z) + k_1^2(z).$$

При этом профиль невозмущенного волнового числа k_0 выбирается таким образом, чтобы невозмущенное волновое уравнение

$$\psi_l^{0''}(z) + k_0^2(z) \psi_l^0(z) = \kappa_l^{0^2} \psi_l^0(z)$$

имело бы известное (аналитическое или полученное ранее численными методами) решение, а возмущение $k_1^2(z)$ давало бы небольшие поправки к решению невозмущенного уравнения. Последовательное вычисление этих поправок (первое, второе приближение и т. д.) приводит к разложению по некоторому формальному параметру λ . Первое (линейное) приближение теории возмущений дает следующие поправки для собственных значений и собственных функций:

$$\kappa_{1l}^2 = \int_0^H k_1^2(z) \psi_l^{0^2}(z) dz,$$

$$\psi_l^1(z) = \sum_{m \neq l} \frac{\psi_m^2(z)}{\kappa_l^2 - \kappa_m^2} \int_0^H \psi_m(z) k_1^2(z) \psi_l(z) dz.$$

Для алгебраизации задачи с использованием конечномерного представления входящих в формулу величин целесообразно ввести разложение, используя теорему отсчетов или другой функциональный базис:

$$k_1^2(z) = \sum_{j=1}^N k_{1j}^2 \theta_j(z),$$

где N — число используемых членов разложения. Вводом обозначения

$$\int_0^H \psi_l^0(z) \theta_j(z) \psi_m^0(z) dz = B_{lmj}$$

формулы поправок приходят к следующему состоянию:

$$\kappa_{1i}^2 = \sum_{j=1}^N k_{1j}^2 B_{1ij},$$

$$\psi_i^1 = \sum_{j=1}^N k_{1j}^2 \sum_{m \neq i} \frac{\psi_j^{0^2}(z)}{\kappa_i^2 - \kappa_m^2} B_{1imj}.$$

В отсутствие возмущения акустическое поле в океаническом волноводе $U_0(r, z)$ рассчитывается через невозмущенные собственные функции. Малое возмущение профиля волнового числа $k_1(z)$ приводит к приблизительно пропорциональному ему возмущению звукового поля [22]:

$$\Delta U(r, z_k) = \sum_{j=1}^N k_{1j}^2 Q_j(r, z_k), \quad (5)$$

где $Q_j(r, z)$ — матрица, рассчитываемая с использованием формул теории возмущений.

Формула (5) устанавливает линеаризованное соотношение между заданным на некоторых горизонтах возмущением волнового числа и возмущением акустического поля с использованием в качестве коэффициентов пересчета элементы матрицы Q , что позволяет непосредственно решать обратную задачу рефракции [23]: по измеренным звуковым полям находить изменение профиля однородной по трассе гидрологии. Такая постановка равнозначна простейшей томографической задаче для объема, состоящего из одного элементарного столбца.

Необходимо отметить, что в настоящее время разработана модификация теории возмущений, позволяющая устранить присущие ей в традиционной форме существенные недостатки: необходимость знания всего спектра невозмущенной задачи для вычисления поправок к каждой моде и решения вопроса о правиле суммирования получающихся рядов. Устранение указанных недостатков производится путем "делинеаризации", осуществляемой сведением уравнения (3) к нелинейному уравнению первого порядка

$$y'_i - y_i^2 = k^2 - \kappa_i^2$$

с помощью подстановки $y_i = -\psi'_i / \psi_i = -(\ln \psi_i)'$ в исходное уравнение. Этот подход, получивший название "нелинейная теория возмущений" или "метод делинеаризации", для гидроакустических задач подробно изложен в работах [24–25]. Разложение по формальному параметру λ дает формулы поправок, каждая из которых

требует знания только тех невозмущенных собственных функций и собственных значений, поправки к которым ищутся. Кроме того, результат выражается в квадратурах, что делает метод удобным для постановки на машинный счет.

Учет только первых линейных поправок также приводит к линеаризованному соотношению (5) с той разницей, что теперь матрица Q рассчитывается с использованием формализма нелинейной теории возмущений. Разрешение этой линеаризованной системы дает поправки к локальным значениям волновых чисел, которые складываются с выбранным в качестве исходного профилем волнового числа $k_0(z)$, соответствующим $c_{\text{всх}}(z)$ на частоте ω . Данный процесс можно итерационно продолжить, приняв за новый исходный профиль волнового числа $k_0(z)$ найденный профиль $k(z)$. Тем самым находится постепенно уточняемое приближение к решению обратной задачи.

Для моделирования описанного алгоритма была составлена программа численного счета. На первом этапе работы программы задаются начальные данные — известные параметры волновода (глубина, граничные условия, начальное приближение профиля волнового числа $k_0(z)$), координаты источника и приемных элементов антенны. На втором этапе вычисляются базисные функции $\theta_j(z)$, в качестве которых были выбраны отсчетные функции вида $\sin(x)/x$, по которым раскладывается заданный дискретно профиль гидрологии. На третьем этапе работы программы происходит расчет поля, "измеренного" вертикальной антенной. Моделирование процесса измерения осуществляется заданием истинного профиля гидрологии и расчета соответствующего ему поля, т. е. решением прямой задачи. Далее начинается счет по итерациям. На начальном этапе каждой итерации происходит решение прямой задачи для исходного профиля волнового числа с учетом поправок, полученных в предыдущих итерациях, находится асимптотика функции Ханкеля, формируется исходное поле. На следующем этапе происходит расчет и формирование матрицы Q . Потом решается система линейных уравнений (5), находятся поправки k_1 , в точках размещения гидрофонов и восстанавливается уточненная гидрология. Программа переходит к счету следующей итерации. Процесс сходимости итераций к истинному профилю контролируется расчетом невязки — суммы квадратов отклонения значений восстановленного профиля от "истинного":

$$S = \sum_{i=1}^N (c_{\text{итерац}} - c_{\text{ист}})^2,$$

где N — число точек, в которых "измеряется" поле.

Результаты работы программы для модели океана глубиной 1 км с расположенным на глубине 250 м источником, излучающим гармонический сигнал с круговой частотой 50 рад/с, представлены в таблице, где значения профиля указываются через каждые 100 м.

Вертикальный профиль скорости звука, км/с

Истинный профиль	Исходный профиль	1-я итерация	2-я итерация	3-я итерация
1,50327	1,50523	1,50419	1,50365	1,50330
1,48505	1,48655	1,48560	1,48518	1,48510
1,47141	1,47250	1,47187	1,47149	1,47144
1,46199	1,46270	1,46242	1,46207	1,46202
1,45657	1,45691	1,45667	1,45665	1,45660
1,45502	1,45500	1,45503	1,45502	1,45501
1,45729	1,45691	1,45706	1,45705	1,45719
1,46344	1,46270	1,46304	1,46321	1,46331
1,47363	1,47250	1,47309	1,47356	1,47357
1,48810	1,48655	1,48746	1,48802	1,48806
1,50723	1,50523	1,50653	1,50715	1,50720
Невязка	$1,62712 \cdot 10^{-5}$	$2,95960 \cdot 10^{-6}$	$3,08709 \cdot 10^{-7}$	$3,92000 \cdot 10^{-8}$

Сходимость алгоритма к истинному значению гидрологии в процессе счета по итерациям подтверждает работоспособность предлагаемого градиентного метода, основанного на нелинейной теории возмущений.

При работе с искривленной антенной и использовании четырех-частотного алгоритма обратная задача рефракции в своей простейшей постановке в линеаризованном виде представляется системой уравнений

$$\Delta M_4(r, z_k) = \sum_{j=1}^N k_{1j}^2 A_j(r, z_k)$$

где A — матрица, выражающаяся через Q на соответствующих частотах [20].

Суммируя изложенные результаты, можно составить полную схему модовой томографии океана при работе с набором вертикальных антенн, искривленных подводными течениями.

Для этого зададим в каждой ячейке рассматриваемой области

гидрологический профиль $c_0(i, k, j)$ (кривая 2 на рис. 4). Наличие в ячейке неоднородности приводит к возмущению $\delta c(i, k, j)$, что вызывает на "выходе" каждого столбца возмущение поля, рассчитываемое с помощью теории возмущений:

$$\begin{aligned} \delta U(i, k, j) &= \sum_{n=1}^N \delta k_n^2(i, k, j) Q_n(i, k, j) = \\ &= -2 \sum_{n=1}^N k_0^2(n) Q_n(i, k, j) \frac{\delta c_n}{c_{0n}}, \end{aligned}$$

где $n = 1 + N$ — индекс функционального базиса, например базиса теоремы отсчетов. Если между излучающей и приемной антеннами расположено P вертикальных столбцов с координатами (i, k) , то прошедшее через них поле испытывает возмущение

$$\delta U_P = \sum_{p=1}^P \left[-2 \sum_{n=1}^N \frac{k^p{}^2(n)}{c_{0n}} Q_n^p(j) \delta c^p(n) \right].$$

Выписанная формула представляет собой аналог линеаризованной формулы компьютерной томографии, где возмущение поля по P -му лучу δU_P играет роль одной точки в отдельной проекции, а $\delta c^p(j)$ — реконструируемого образа.

Это возмущение в сочетании с возмущением других ячеек, через которые проходит траектория P -го луча, дает полное возмущение произведения четвертого порядка вдоль луча. Просвечивание исследуемой области пересекающимися лучами приводит в такой постановке к системе алгебраических уравнений, решение которой позволяет восстановить неоднородность.

В заключение необходимо отметить, что идея акустического мониторинга будет, несомненно, разрабатываться в ближайшем будущем в ряде направлений, в том числе и в виде томографических методов, которые на данный момент представляют собой, по-видимому, единственный способ детального зондирования больших акваторий в океане, при этом распространение на океан разработанных первоначально в медицинских целях методов томографии представляется достаточно разумным средством решения возникающих задач. Наиболее привлекательным свойством этих методов является быстрое увеличение информативности данных с добавлением новых передатчиков и приемников в сеть из пересекающихся траекторий звуковых волн. Это свойство позволяет обследовать обширные области с помощью относительно небольшого числа приборов.

Необходимость восстановления картины распределения скоростей подводных течений, возникающая при изучении рингов, линз, выходит за рамки настоящего обсуждения, однако отметим, что использование обобщенной теоремы взаимности для движущихся сред позволяет восстановить и эти характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я., Тимонов А. А. Математические задачи компьютерной томографии. М.: Наука, 1987.
2. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. М.: Мир, 1990.
3. Буров В. А., Горюнов А. А., Сасковец А. В., Тихонова Т. В. Обратные задачи рассеяния в акустике (обзор) // Акуст. журн., 1986. Т. 32, № 4. С. 433 - 449.
4. Буров В. А., Рычагов М. Н., Сасковец А. В. Учет многократных рассеяний в задачах дифракционной томографии: Т-матричный подход // Вестник МГУ. Сер. 3. 1989. Т. 30, № 1. С. 44 - 48.
5. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: a scheme for large-scale monitoring // Deep Sea Res. 1979. V. 26 (A). P. 123 - 161.
6. Munk W., Wunsch C. Up/down resolution in ocean acoustic tomography // Deep Sea Res. 1982. V. 29. P. 1415 - 1436.
7. Гончаров В. В., Куртенов В. М. Успехи и проблемы акустической томографии океана // Акустические волны в океане. М.: Наука, 1987. С. 15 - 23.
8. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
9. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: Rays and modes // Rev. of Geoph. and Space Phys. 1983. V. 21, № 4. P. 777 - 793.
10. Shang E. S. Ocean acoustic tomography based on adiabatic mode theory // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 85, № 4. P. 1531 - 1537.
11. Burov V. A., Rychagov M. N., Saskovets A. V. Account of multiple scattering in acoustic inverse problems of tomographic type // Acoust. Imaging, 1992. V. 19. P. 35 - 39.
12. Burov V. A., Rychagov M. N., Saskovets A. V. Iterative methods for the reconstruction of characteristics of strong inhomogeneities by the data of acoustic scattering // Proc. Ultrason. Int. Conf. 1991. P. 201 - 206.
13. Барридж Р., Вейнберг Т. Горизонтальные лучи и вертикальные моды // Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980. С. 76 - 125.
14. Байков С. В., Буров В. А. Оценка профиля частоты плавучести по дисперсионным характеристикам внутренних волн // Мор. гидрофиз. журн. 1983. № 3. С. 35 - 41.
15. A demonstration of ocean acoustic tomography // Nature. 1982. V. 299, № 5879. P. 121 - 125.
16. Swenson R. C. Suspended Kelvar array technology // Oceans - 79: 5th Annu. Comb. Conf. 1979. P. 54 - 58.

17. *Sotirin B. J., Hildebrand J. A.* Large aperture digital acoustic array // IEEE J. Oceanic Eng. 1988. V. 13, № 4. P. 271 - 281.
18. *Дремучев С. А., Кузнецов В. Н., Куликов А. В.* и др. Распределенная акустическая антенна с системой определения ее пространственной конфигурации // Океанология. 1989. Т. 29, № 2. С. 326 - 328.
19. *Буров В. А., Сергеев С. Н.* Обработка акустических полей в океанических волноводах с компенсацией неизвестного искривления профиля принимающей вертикальной антенны // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. С. 214 - 218.
20. *Буров В. А., Сергеев С. Н., Сергеевская Н. П.* Акустическая томография океана по данным с вертикальной модовой антенны, произвольной искривленной подводными течениями // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 2. С. 350 - 353.
21. Физика визуализации изображения в медицине. М.: Мир, 1991.
22. *Буров В. А., Сергеев С. Н.* Современные методы теории возмущений при расчете гидроакустических полей // Вестник МГУ. Сер. 3. 1992. Т. 33, № 2. С. 49 - 56.
23. *Буров В. А., Сергеев С. Н.* Решение обратной задачи рефракции методом нелинейной теории возмущений // Акуст. журн. 1991. Т. 37, № 3. С. 431 - 436.
24. *Гиндлер И. В.* Теория возмущений для несамосопряженной волноводной задачи // Акуст. журн. 1987. Т. 33, № 6. С. 1003 - 1007.
25. *Гиндлер И. В., Козельский А. Р.* Применение процедуры "нелинеаризации" для нахождения собственных чисел задачи Пекериса // Акуст. журн. 1988. Т. 34, № 4. С. 616 - 620.

ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОАКУРСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ТЕМНОГО ПОЛЯ

*Е. Л. Бородина, Н. В. Горская, С. М. Горский, В. А. Зверев,
Г. Н. Николаев, А. И. Хилько, В. Н. Широков*

ВВЕДЕНИЕ

В решении задач прикладной гидроакустики, таких как проведение инженерных работ под водой, экологический мониторинг состояния протяженных акваторий океана, навигация, для лучшего восприятия информации представлялось удобным визуализировать первичные и вторичные источники акустических полей, т. е. представить их в виде пространственного распределения интенсивности сигнала. Нет необходимости доказывать эффективность подобного метода, получившего широкое распространение в различных областях технической акустики (от медицины и неразрушающего контроля образцов до вибрационного просвечивания Земли). Подобный подход известен как "акустическое видение" [1, 2]. При этом в качестве изображения выступает пространственное распределение некоторых параметров акустического поля, представленное в ярком виде. Как правило, акустическое изображение формируется с использованием алгоритмов (включающих в себя сканирование акустического поля и его реконструкцию в плоскость наблюдения), которые реализуются с помощью численных или аналоговых методов. Обычно подобные изображения содержат большое количество информации, что позволяет успешно интерпретировать результаты наблюдения. Однако следует заметить, что оптические и акустические изображения не тождественны вследствие взаимодействия волн различной физической природы с объектом наблюдения. Это часто

делает акустические изображения необычными для восприятия. Например, могут быть видны внутренние особенности объекта, поскольку он может быть прозрачным для звука [3], может быть видна ярко выраженная интерференционная структура поля вторичных источников, что приводит к существенным искажениям в изображении объектов звуковидения (интерференционная структура может быть выражена и в виде шума "пятнистости" — спекл-шума) [4].

В настоящем исследовании предпринята попытка перенести идеологию "звуковидения" в условия геофизических волноводов, в частности в океанические волноводы (при этом предполагается, что наблюдения осуществляются на достаточно больших расстояниях от источника подсветки, так что волноводные свойства при распространении звука проявляются в полной мере). Очевидно, что указанные обстоятельства обуславливают ряд особенностей решения задачи восстановления изображений. Во-первых, в целом океаническую среду следует считать неоднородной (в лучшем случае, когда удастся каким-либо образом избежать проявления резких и сложнопостроенных границ, каковыми можно считать поверхность и дно океана, водную толщу можно описывать моделью плавно-неоднородного слоистого волновода). Это сразу же усложняет процесс обратной реконструкции измеренного поля в плоскости наблюдаемых локальных неоднородностей, поскольку такого рода среда не является изопланатичной и не "передает" изображение (известно, что волновод не "переносит" изображение [5]). Во-вторых, океаническая среда является нестационарной и случайно-неоднородной. Это приводит к важному обстоятельству: поле подсветки будет в той или иной мере флуктуирующим, что может ограничить использование традиционных методов звуковидения, используемых в стационарных средах. И, наконец, в-третьих, важным является то, что обычно объекты наблюдения в океанических волноводах имеют большие волновые размеры (например, внутритермоклинная линза), так что наибольшая часть рассеянной энергии заключена в небольшом интервале углов вокруг направления подсветки. Это становится существенным, если учесть, что для получения качественных изображений необходимо иметь достаточное отношение сигнал/помеха.

Резюмируя приведенные выше рассуждения, можно предположить (что подтверждается как теоретическим анализом, так и результатами измерений), что оптимальной для гидроакустического видения является схема, где наблюдаемые неоднородности расположены между источником подсветки и приемной (распределенной или сканирующей) системой. Эта схема аналогична той, которую мы привыкли видеть в оптических системах пространственной фильтрации. Причем в нашем случае в качестве линзы, формирующей

изображение, выступает пространственно-распределенная система (антенна из набора приемников или антенна с синтезированной апертурой) в сочетании с системой реконструкции, (реализуемой на базе персонального компьютера), формирующей оптическое изображение. Процесс формирования гидроакустических изображений в нашем случае значительно более сложен, чем тот, с которым мы привыкли иметь дело в свободном пространстве. Алгоритмы реконструкции должны учитывать все особенности распространения акустического поля в океанических волноводах. Кроме того, как показали исследования [6], важным элементом алгоритма является метод темного поля, позволяющий избежать влияния помех, связанных с флуктуациями относительно большого по величине поля подсветки.

В предыдущих работах [7, 8] было показано, что при перечисленных условиях можно получить изображения океанических неоднородностей, напоминающие теневое изображение, когда оно содержит полную информацию только об одной проекции неоднородности. В настоящей работе будут исследованы возможности совместной интерпретации нескольких проекций неоднородностей в целях получения более полной информации о пространственном распределении неоднородностей в поле зрения системы гидроакустического видения. Результаты анализа и расчетов будут дополнены результатами экспериментов, проведенных в условиях физического моделирования.

1. АНАЛИЗ ПОСТРОЕНИЯ ОДНОРАКУРСНЫХ ФРЕНЕЛЕВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОКЕАНЕ

В многочисленных работах по томографии рассматриваются алгоритмы реконструкции неоднородностей по совокупности проекций [9], при этом под проекцией понимают одно положение источника подсветки и одно — приемника. (Обычно считается, что поле подсветки — это плоская волна, а рассеянная, также плоская волна меняет при рассеянии лишь амплитуду, фазу или время распространения [10]). В этом случае неоднородность следует считать слабой и крупномасштабной [11, 12]. Иная ситуация складывается в дифракционной томографии, где для каждого положения источника подсветки имеется набор углов измерения дифрагированного поля [13]. Рассеянное поле при одном угле подсветки можно условно считать одной проекцией. Такое определение проекции особенно удобно использовать, когда неоднородность имеет достаточно большие волновые размеры, так что пространственный спектр рассея-

ного поля заключен в узком интервале малых углов рассеяния, и измерения можно ограничить апертурой небольших размеров. В этом случае можно считать, что в пределах апертуры содержатся несколько зон Френеля для наблюдаемых неоднородностей. С физической точки зрения мы имеем дело с одной проекцией; хотя размеры апертуры позволяют осуществить реконструкцию двумерного поля, распределения неоднородности путем фокусировки измеренного поля, разрешение в продольном направлении невелико [1, 4]. Тогда будем говорить о псевдоизображении, которое в большей степени является "теневым" изображением и напоминает одну проекцию в томографическом методе, но это уже изображение, содержащее информацию о продольном относительно приемной апертуры распределении неоднородности (одноракурсное изображение). В предыдущих работах авторов [14] были исследованы свойства таких изображений, и в частности различные методы пространственной фильтрации фона прямой подсветки.

Для более полной реконструкции двумерного горизонтального распределения неоднородностей необходимо менять углы подсветки неоднородностей, а получившийся набор проекций или псевдоизображений объединить в одно изображение. Такой подход позволяет достаточно полно восстановить форму неоднородностей. (Отметим, что подобным образом устроена зрительная система человека — бинокулярная система, состоящая из двух линз, расположенных под небольшим углом друг к другу). Некоторые характеристики малоракурсных изображений рассмотрим ниже, а сейчас проведем анализ влияния особенностей волноводного распространения акустических сигналов в океане на формирование одноракурсного френелевского изображения.

Воспользуемся аналогией между построением изображений посредством линзы и антенны в френелевской области. Для простоты примем, что абсолютно жесткое включение с горизонтальным масштабом L и вертикальным d , которое будем называть наблюдаемой неоднородностью, находится в волноводе между источником подсветки и приемной системой, представляющей собой развитую по горизонтали (в поперечном направлении) и вертикали решетку гидрофонов (рис. 1). Потенциал скорости смещения u в области приема $R = (x, y, z)$ определяется уравнением Гельмгольца—Кирхгофа [15]:

$$u_0(R) + \frac{1}{4\pi} \oint_S \left[\frac{\partial u(R_s)}{\partial n} G(R_s, R) + u(R_s) \frac{\partial G(R_s, R)}{\partial n} \right] dR_s = u(R), \quad (1)$$

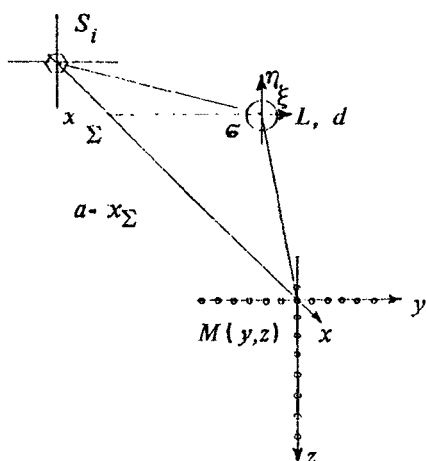


Рис. 1. Схема расположения основных элементов системы гидроакустического видения и принятая система координат

где u_0 — потенциал скорости смещения поля прямой подсветки, n — внешняя нормаль к поверхности неоднородности S , G — функция Грина невозмущенной среды. Нашей задачей является реконструкция положения и формы неоднородности S (по пространственному распределению вторичных источников $\frac{\partial u(R_s)}{\partial n}$ и $u(R_s)$) на основании

измерений поля $u(R)$ в пределах приемной апертуры $M(y, z)$. (Измерения осуществляются в присутствии шумов, однако сосредоточимся в основном на деталях реконструкции изображений).

В соответствии с (1) задача гидроакустического видения является, по существу, обратной задачей рассеяния (ОЗР), поскольку требуется решить интегральное уравнение с известной (измеренной) правой частью относительно пространственного распределения вторичных источников на поверхности неизвестной формы S , стоящего под интегралом. Отметим, что с этой точки зрения задача видения, то есть реконструкции пространственного распределения вторичных источников на поверхности неоднородности является частной задачей ОЗР, цель которой заключается в реконструкции не только внутренней структуры, но и физических характеристик неоднородности. Задача же видения — построить изображение объектов, доступное для визуального наблюдения.

Для упрощения дальнейшего анализа реконструкции изображения в океанических волноводах сделаем ряд допущений. Будем

считать, что неоднородность располагается вдали от стенок волновода и многократно рассеянными полями можно пренебречь [16]. Предположим также, что неоднородность имеет большие волновые размеры в горизонтальном направлении: $L \gg \lambda$ (λ — длина волны поля подсветки); геометрия задачи такова, что выполняются условия малоуглового приближения, а расстояния между источником, неоднородностью и приемником много больше толщины волновода. В этом случае уравнение (1) можно упростить [17]:

$$u_0(R) - \frac{1}{2\pi} \iint_{\sigma} \sigma(\xi, \eta) \frac{\partial u_0(\xi, \eta)}{\partial n} G(\xi, \eta, 0; R) d\xi d\eta = u(R), \quad (2)$$

где $\sigma(\xi, \eta)$ — часть плоскости, ограниченной тенеобразующей линией неоднородности, расположенной на расстоянии x_{Σ} от источника и на расстоянии $a - x_{\Sigma}$ от приемника (см. рис. 1). Воспользуемся теперь модовым представлением поля в океаническом волноводе [15]. Тогда для падающего поля u_0 и функции Грина получим следующее представление:

$$u_0(x, y, z) = \sum_{n=1}^N A_0 \varphi_n(z) \varphi_n(z_1) \frac{\exp[i(ah_n - \frac{\pi}{4})]}{(ah_n)^{1/2}} \exp[i\frac{y^2}{2a} h_n]; \quad (3)$$

$$G(\xi, \eta, 0; x, y, z) = \sum_{m=1}^N \varphi_m(y) \varphi_m(\eta) [h_m(a - x_{\Sigma})]^{-1/2} \times \\ \times \exp[i(a - x_{\Sigma}) h_m + i\frac{\eta^2 + y^2}{2(a - x_{\Sigma})} h_m - i\frac{y\eta h_m}{a - x_{\Sigma}} - i\frac{\pi}{4}], \quad (4)$$

где N — полное число распространяющихся волноводных мод, h_n и φ_n — соответственно собственные числа и собственные функции волновода, а расстояния в показателях экспонент представлены в виде разложения в ряд Тейлора с сохранением квадратичных членов, что позволяет учесть сферичность рассеянного и падающего полей; $A_0 = \text{const}$.

Подставляя (3) и (4) в (2), получим интегральное уравнение относительно положения и формы неоднородности σ . При этом для произвольной формы неоднородности σ интеграл в (2) связывает вертикальную и горизонтальную координаты (ξ, η) , что затрудняет анализ. Преобразования по этим координатам полезно рассмотреть отдельно, поскольку они несут различную физическую нагрузку. По вертикали в рассеянии участвуют лишь захваченные моды волново-

да (если наблюдение осуществляется на расстоянии, значительно превышающем толщину волновода), причем происходит трансформация модового спектра [18]. По горизонтали ситуация в определенной степени напоминает ситуацию в свободном пространстве: для каждой из мод имеет место дифракция на неоднородности подобно тому, как это происходит в свободном пространстве. Для выяснения физической сути указанных явлений упростим задачу, предполагая, что форма неоднородности удовлетворяет условию $\sigma(\xi, \eta) = L(\eta) \cdot T(\eta)$. Тогда интегральное уравнение (2) с учетом (3) и (4) примет вид

$$\begin{aligned}
 & A_0 \sum_{n=1}^N \varphi_n(z_A) \varphi_n(z_i) (r_0 h_n)^{-1/2} \exp \left[i (r_0 h_n - \frac{\pi}{4}) \right] - \\
 & - \frac{A_0}{2\pi} \sum_{m=1}^N \varphi_m(z_A) \sum_{n=1}^N \varphi_n(z_i) (-i h_n) T_{nm} \times \\
 & \times \frac{\exp \left[i (h_n x_\Sigma - h_m (a - x_\Sigma) + h_m \frac{y^2}{2(a - x_\Sigma)} - \frac{\pi}{2}) \right]}{(h_n h_m r' s')^{1/2}} \times \\
 & \times \int_{-\infty}^{\infty} L(\eta) \exp \left[-i \left(\frac{y_i}{s'} h_n + \frac{y}{r'} h_m \right) \eta \right] d\eta \approx u(a, y, z_A), \quad (5)
 \end{aligned}$$

где $r_0 = a + \frac{y^2}{2a}$, $r' = (a - x_\Sigma) + \frac{y^2}{2(a - x_\Sigma)}$, $s' = x_\Sigma + \frac{y^2}{2x_\Sigma}$, матричный член T_{nm} определяется следующим образом:

$$T_{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} T(\xi) \varphi_n(\xi + z_\Sigma) \varphi_m^*(\xi + z_\Sigma) d\xi. \quad (6)$$

Первый член в уравнении (5) является модовым представлением поля подсветки в области наблюдения. Второй член представляет рассеянное поле. Рассмотрим уравнение (5) с точки зрения реконструкции изображения неоднородности σ по измерениям поля в пределах апертуры $M(y, z)$. Прежде всего остановимся на возможностях реконструкции вертикального распределения неоднородностей. Из (5) следует, что рассеяние в вертикальном направлении заключается в трансформации модового спектра и описывается матричным членом (6). Если вертикальные масштабы неоднородности велики, так что характерные масштабы изменчивости поля в

волноводе много больше d , а также для изоскоростных волноводов можно считать

$$\varphi_n(z) = \sin(q_n z) = \frac{1}{2i} (e^{iq_n z} - e^{-iq_n z}).$$

Тогда, вводя функцию

$$T_{n \pm m} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T(\xi) e^{i\xi(q_n \pm q_m)} d\xi$$

для матрицы T_{nm} , получим следующее выражение:

$$T_{nm} = \mp \frac{\pi}{2} [T_{n \pm m} - T_{n \mp m}]. \quad (7)$$

При этом пространственную фильтрацию волноводных мод при рассеянии можно описать, как и в свободном пространстве, сверткой "входного" дискретного модового спектра $\{\varphi_n(z_i)\}$ с "модовым" фильтром T_{nm} в форме (6):

$$\varphi_m(z) = - \sum_{n=0}^N \frac{\pi}{2} \varphi_n (T_{n+} - T_{n-}) L_{nm}, \quad (8)$$

где

$$L_{nm} = i h_n \int_{-\infty}^{\infty} L(\eta) \exp \left[-i \left(\frac{y_i}{s'} h_n + \frac{y}{r} h_m \right) \eta \right] d\eta.$$

Если удалять стенки волновода на бесконечно большое расстояние, выражение (8) трансформируется в интеграл свертки, описывающий пространственную фильтрацию в свободном пространстве [19]. Из уравнения (8) следует, что оценка вертикальной структуры неоднородности возможна путем решения (8) на основе операции деконволюции [20], однако для этого необходимо знать модовый спектр падающего поля, а также измерить модовый спектр рассеянного неоднородностью поля. С физической точки зрения ситуацию легко понять, если предположить, что подсветка осуществляется одномодовым полем, а рассеянное поле содержит большое количество мод, причем каждую из рассеянных мод удалось измерить. В этом случае огибающая модового спектра даст оценку диаграммы рассеяния, по которой легко определить вертикальные размеры неоднородности путем обратного фурье-преобразования. Однако следует отметить, что подобного рода реконструкция требует селекции волноводных мод, что, в свою очередь, вызывает необходимость использования

вертикально развитых антенн, временного стробирования и других методов. Все они связаны как с техническими трудностями, так и с усложнением алгоритмов обработки сигналов [21, 22]. Не останавливаясь на обсуждении подобных вопросов, рассмотрим более подробно изображения, которые несут информацию о горизонтальном распределении неоднородностей. Из уравнения (5) следует, что для заданных значений индексов (n, m) распределение поля на приемной апертуре является преобразованием Френеля от искомой функции $L(\eta)$, которая определяет форму неоднородности в горизонтальной плоскости (в поперечном направлении), в то время как удаление неоднородности от области наблюдения описывается квадратичным членом под знаком экспоненты. Многомодовость проявляется в дополнительной интерференционной модуляции распределения поля в пределах области наблюдения (вследствие суммирования мод). В работах [17, 18] получены оценки условий, когда пространственные спектры интерференционной модуляции и вариации поля, вызванные неоднородностью, существенно отличаются:

$$(4\pi r_0 / \Delta h_{ij})^{1/2} \approx r_0 \pi / (\langle h_{ij} \rangle L), \quad (9)$$

где $r_0 = a - x_\Sigma$, Δh_{ij} — разность горизонтальных проекций волновых чисел мод, $\langle h_{ij} \rangle$ — их среднее значение. При фиксированных параметрах волновода и неоднородностей существенную роль будут играть расстояния r_0 , на которых осуществляются наблюдения. Так, при $r_0 \gg \tilde{r}_0$, где \tilde{r}_0 — расстояние, обеспечивающее выполнение условия (9), интерференционная модуляция значительно более частая, а при $r_0 \ll \tilde{r}_0$ — более медленная, чем полезные вариации. Это позволяет их легко отфильтровать. Однако при выполнении (9) мешающую модуляцию можно отфильтровать лишь с помощью априорной информации либо о строении волновода, либо о наблюдаемых неоднородностях. Таким образом, если не учитывать модовую структуру волновода, то изображение неоднородности может быть сильно искажено. На средних дистанциях (по критерию (9)) изображения, соответствующие разным модам, наложатся друг на друга, и интерпретация суммарного распределения будет затруднена. На дальних дистанциях изображение неоднородности будет мультиплицировано.

Рассмотрим теперь более подробно случай одномодового изображения, когда $n = m$. Для этого будем считать, что либо осуществлена селекция мод, либо одна мода выделилась в результате диссипативных потерь при распространении, либо модовая интерференция отфильтрована при построении изображений [7]. В одномодовом приближении из уравнения (5) получим

$$S_n^0 e^{i \frac{y^2}{2a} h_n} - S_n e^{i \frac{y^2}{2(a-x_\Sigma)} h_n} \int_{-\infty}^{\infty} L(\eta) e^{-i \left(\frac{y_0}{r'} + \frac{y}{r'} \right) h_n \eta} d\eta \approx \bar{u}(a, y, z_A), \quad (10)$$

где

$$S_n^0 = A_0 \varphi_n(z_A) \varphi_n(z_i) (r_0 h_n)^{-1/2} \exp \left[i \left(a h_n - \frac{\pi}{4} \right) \right],$$

$$S_n = \frac{A_0}{2\pi} \varphi_n(z_A) \varphi_n(z_i) (-i h_n) T_{nn} (h_n^2 r' s')^{-1/2} \times$$

$$\times \exp \left[i \left(h_n x_\Sigma + h_n (a - x_\Sigma) - \frac{\pi}{2} \right) \right].$$

Полагая $y \equiv 0$, для второго члена в уравнении (10) получим следующее выражение:

$$S_n \int_{-\infty}^{\infty} L(\eta) \exp \left[i \left(-h_n \frac{\eta}{r'} y + h_n \frac{y^2}{2(a-x_\Sigma)} \right) \right] d\eta.$$

Этот интеграл является интегралом Френеля, а экспоненциальные множители представляют собой полный ортонормированный базис [23]. Это позволяет в рамках принятых приближений получить решение интегрального уравнения (10) относительно $L(\eta)$ путем использования ортонормированности базиса френелевских функций. Для этого необходимо домножить обе части уравнения на множитель

$\exp \left[i \left(h_n y \sin \alpha - h_n \frac{y^2}{R} \right) \right]$, где α и R — полярные координаты точки

(x, y) , и проинтегрировать по всей области определения. При этом в правой части уравнения (10) получим преобразование Френеля от измеренного в бесконечных пределах поля. В левой части уравнения содержатся два изображения точечного источника подсветки при $\alpha^0 = 0$ и $R^0 = 2a$ (первое слагаемое) и функция $L(\alpha r')$ при значении $R = 2(a - x_\Sigma)$. Однако подобное решение носит несколько формальный характер, поскольку не учитывается конечность приемной апертуры. Обозначим такую апертуру функцией $M(y_A)$. Домножим, как и раньше, обе части (10) на

$$M(y_A) \exp \left[i \left(h_n y_A \sin \alpha - h_n \frac{y_A^2}{R} \right) \right]$$

и проинтегрируем в бесконечных пределах. В правой части уравнения получим функцию $\Phi_n(\alpha, R)$, определяющую алгоритм построения изображения по измеренным данным. Два слагаемых в левой

части уравнения (10) будут выглядеть следующим образом:

$$S_n^0 F_n(\alpha, (\frac{1}{2a} - \frac{1}{R})^{-1}) - S_n \int_{-\infty}^{\infty} L(\eta) F_n(\alpha - \frac{\eta}{r}, \varepsilon^{-1}) d\eta, \quad (11)$$

где $\varepsilon = \frac{1}{2(a - x_2)} - \frac{1}{R}$ — параметр фокусировки систем видения, $\sin \alpha \approx \alpha$, а F_n является импульсно-переходной функцией системы, строящей изображение (по существу, изображение точечного первичного либо вторичного источника)

$$F_n(\alpha, R) = \int_{-\infty}^{\infty} M(y_A) \exp \{ i h_n [(\frac{\eta}{r} - \alpha) y_A + \varepsilon y_A^2] \} dy_A. \quad (12)$$

Из теории систем, строящих изображения (например, оптических), известно, что качество изображения часто характеризуют структурой импульсно-переходной функции [19], причем во многих случаях импульсно-переходную характеристику можно считать независимой от положения точечного объекта в пределах поля зрения. В рассматриваемом нами случае это не так, поскольку изображение отдельного точечного объекта существенным образом зависит от его положения в поле зрения. Как видно из выражения (12), особенно сильно проявляется такая зависимость при удалении точки наблюдения от области измерений. Для прямоугольной апертуры, когда

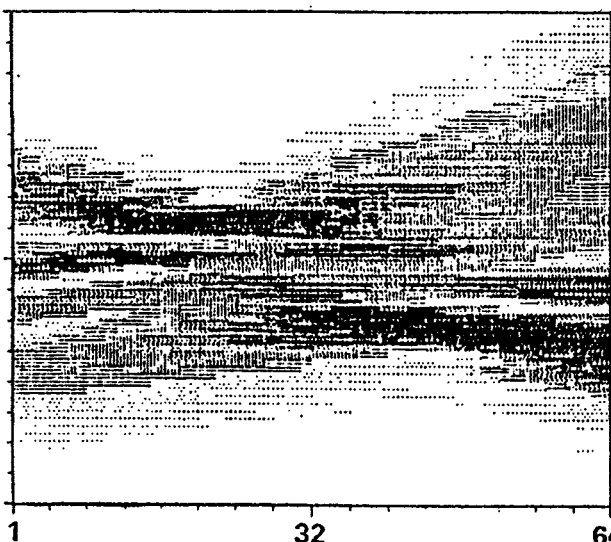
$$M_n(y_A) = \begin{cases} 1, & |y_A| \leq \frac{D}{2}, \\ 0, & |y_A| > \frac{D}{2}, \end{cases}$$

при $\varepsilon = 0$ (для сфокусированного изображения), $F_n(\alpha, a - x_2) = D \operatorname{sinc}(h_n \alpha D)$ в качестве поперечного (по y) размера элемента разрешения можно принять величину $\Delta y = \frac{\lambda(a - x_2)}{2D}$. В продольном направлении изображение точечного объекта существенно шире: $\Delta x \sim (5 + 10) \Delta y$ (точная оценка определяется интегралом Френеля). По мере удаления объекта наблюдения отдельные элементы разрешения сильно вытягиваются по координате x . Как следует из (11), структурой изображений точечных источников определится число независимых элементов разрешения в изображении объекта в целом. На рис. 2 показаны изображения двух точечных объектов, разнесенных по углу и расположенных на разных удалениях от приемной антенны. Видно, что изображение источника,

64

32

1



321E+02

64 .397E-01

Рис. 2. Одноракурсное френелевское изображение горизонтально распределенных точечных источников, расположенных под различными углами на разных расстояниях a — $x_2 = D$, $D = 30\lambda$.

удаленного на большое расстояние, занимает практически всю область наблюдения в виде квазиравномерного фона. Это является следствием ограниченности апертуры и, следовательно, слабой фокусировки поля таких источников.

Отметим, что число независимых отсчетов в изображении будет определяться не только размерами изображения отдельного точечного источника, но и ограниченностью поля зрения. Это обусловлено рамками применимости френелевского приближения, которое не работает вблизи антенны, а также падением разрешения на больших дистанциях и при больших смещениях по оси x .

В уравнение (11), кроме рассеянного поля, которое несет информацию о наблюдаемых неоднородностях, входит и прямое поле подсветки.

Первое слагаемое в (11) определяет изображение источника подсветки. Учитывая, что источник подсветки располагается вдали от области наблюдения, его изображение будет занимать практически все поле зрения. Как уже было отмечено, в океанических волноводах большой по величине прямой сигнал подсветки маскирует изображения наблюдаемых объектов. Кроме того, наличие большого сигнала прямой подсветки приводит к сужению полезного динамического диапазона при регистрации сигналов. Для преодоления указанных трудностей в работах [6–8, 14] было предложено

использовать для подавления поля подсветки обобщенный метод темного поля. С физической точки зрения возможность подавления подсветки основана на существенных отличиях пространственных спектров рассеянных и "прямых" сигналов, что, в свою очередь, обуславливается большим удалением источника подсветки.

Реализация метода темного поля может быть различной. Один из способов заключается в домножении сфокусированного сигнала на определенную маску, вычитании сигналов соседних приемников и последующей фильтрации оставшихся пространственных компонент [7]. Другой метод основан на пространственной фильтрации френелевских изображений с помощью двумерных фильтров, согласованных с изображением только источника подсветки [7, 8]. Оба метода требуют априорного знания положения источника подсветки, однако второй метод может быть легко использован в сложнопостроенных волноводах, поскольку фильтр можно создать по эмпирическим данным в отсутствие неоднородностей. На рис. 3 приведен пример выделения изображения рассеивателя на фоне большого по величине изображения источника подсветки (в данном случае величина рассеянного поля была меньше на 15 дБ). На рис. 3, б показано изображение рассеивателя, выделенное с помощью двумерного фильтра пространственного спектра

$$\theta(\xi_x, \xi_y) = |F^0(\xi_x, \xi_y)|^{-1},$$

где F_0 — спектр источника, ξ_x, ξ_y — пространственные частоты. Размеры апертуры в рассмотренном примере составляли ~10 зон Френеля для источника подсветки. В работе [7] указанный метод был использован для наблюдения вертикально расположенного стального стержня, помещенного в слой жидкости. В результате интерференции волноводных мод изображение источника подсветки в области наблюдения в этих экспериментах было сильно искажено. Для визуализации изображения цилиндра использован пространственный фильтр, который построен путем инвертирования амплитудной части спектра поля подсветки (с учетом модовой интерференции), что позволило определить по акустическому изображению местоположение цилиндра. Анализ различного рода одноракурсных изображений показывает, что при достаточно сложных пространственных распределениях существенная часть информации может быть потеряна, что приводит к неоднозначности интерпретации формы и положения объекта наблюдения. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 4 показаны изображения двух объектов — буквы П и вытянутого в поперечном направлении (y) прямоугольника, имеющих одинаковые размеры по координате y . Как видно из результатов восстановления, правильно интерпретировать различ-

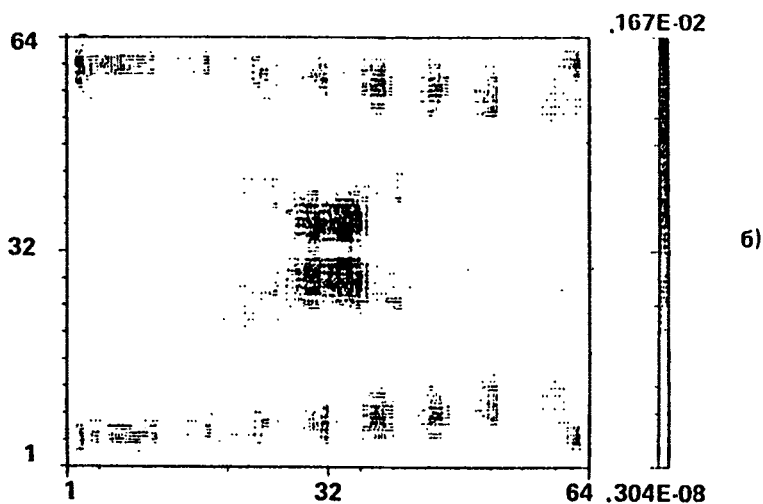
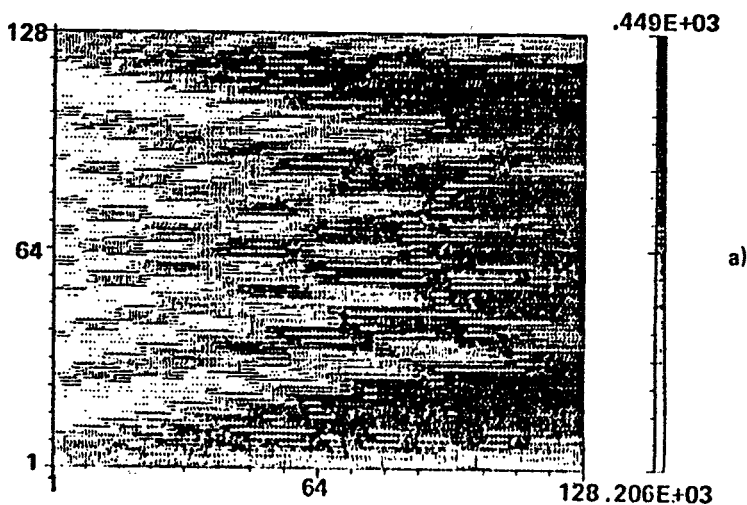


Рис. 3. Суммарное изображение без фильтрации (а), когда виден только источник подсчетки, и после фильтрации (б), когда видно изображение рассеивателя

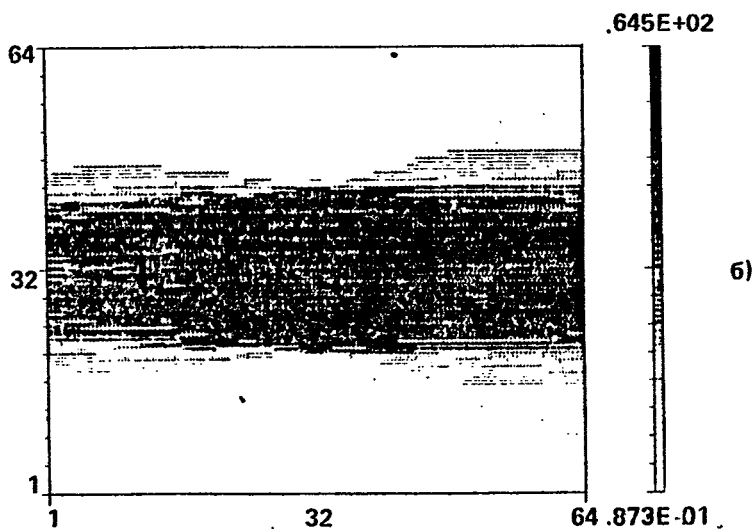
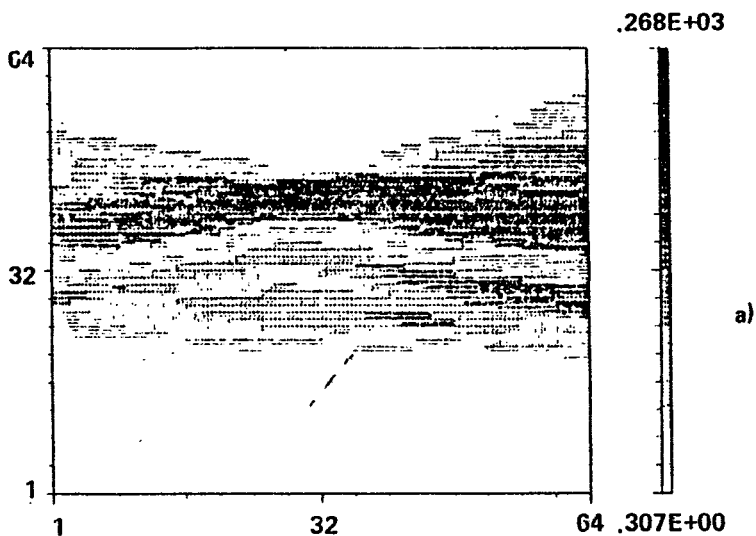


Рис. 4. Одноракурсные изображения буквы П (а) и поперечно расположенного прямоугольника (б) (поле прямой подсветки подавлено)

ные объекты в одноракурсном изображении довольно трудно. К настоящему времени достаточно хорошо изучены методы более полной реконструкции пространственного распределения, томографические методы [10], заключающиеся в совместной обработке изображений, зафиксированных под различными углами. Однако использовать подобные методы в океане непросто, поскольку последовательное измерение под разными углами занимает много времени и практически не приемлемо при наблюдении нестационарных неоднородностей. Создание же параллельных схем измерения является весьма дорогостоящим и также практически не приемлемо. По-видимому, выходом из положения является использование мало-ракурсных схем, которые хоть и не в полной мере, но позволяют решить задачу. Следует особо отметить, что, учитывая технические и другие трудности, возникающие при создании схем дальнего звуковидения (когда становятся существенными волноводные особенности распространения акустических волн в океане), важно оптимизировать положение каждого источника и приемника с учетом реальных условий и возможностей приема. Так, в горизонтальном направлении, по-видимому, невозможно создать больших, перекрывающих несколько зон Френеля антенн с заполненной апертурой. Более реально создавать решетку редко расположенных гидроакустических приемников. Ниже будут проанализированы варианты схем гидроакустического видения, содержащие небольшое число далеко разнесенных приемников, а также схемы видения, ограниченные двумя ракурсами ("бинокулярные схемы"). Прежде чем приступить к их рассмотрению, остановимся еще на одном обстоятельстве, а именно на влиянии волноводного распространения гидроакустических сигналов на расположение приемников по глубине волновода. В работах [13, 21] предложены методы дифференциальной диагностики, позволяющие осуществить реконструкцию пространственного распределения неоднородностей между источником и приемной системой с помощью развитых по вертикали излучающей и приемной решеток. В этом способе гидроакустического видения оптимальным является расположение приемников по глубине таким образом, чтобы реализовались согласованный прием и излучение далеко разнесенных по модовому спектру волноводных мод. С более общих позиций проблема оптимизации положения источников и приемников в схеме гидроакустического видения решается в работах [23, 24], где введены трансляционные характеристики неоднородной среды и использованы специально разработанные оптимизационные алгоритмы.

2. БИНОКУЛЯРНАЯ СХЕМА АКУСТИЧЕСКОГО ВИДЕНИЯ

Вернемся к рассмотрению малоракурсных систем наблюдения в океане. Предположим, как и раньше, что реализуется одномодовое приближение. Однако будем считать, что наблюдение осуществляется разреженной антенной решеткой конечной длины. (Сначала кратко рассмотрим одноракусное изображение, построенное решеткой, а потом перейдем к анализу бинокулярной схемы, состоящей из двух далеко разнесенных решеток). Для разреженной решетки апертурную функцию $M(y_A)$ можно представить в виде

$$M(y_A) = \sum_{n=1}^N A_0 \delta(nd - y_A) \Pi_{y_A}, \quad (13)$$

где

$$A_0 = \text{const}, \quad \Pi_{y_A} = \begin{cases} 1, & |y_A| \leq \frac{D}{2} \\ 0, & |y_A| > \frac{D}{2} \end{cases}, \quad d = \frac{D}{N},$$

N — полное число гидрофонов. Известно, что использование такого рода апертуры приводит к мультиплицированию изображения [7]. На рис. 5, а показаны мультиплицированные изображения точечных источника и рассеивателя в области расположения рассеивателя. Принятый сигнал обрабатывается так, чтобы сфокусировать изображение источника, изображение рассеивателя при этом остается размытым. Подставляя (13) в уравнение (12), получим сфокусированное изображение источника подсветки:

$$S_n^0 \sin\left(N \frac{ky}{2a} d\right) \sin^{-1}\left(\frac{k y d}{2a}\right),$$

где

$$k = 2\pi / \lambda.$$

Для подавления фона подсветки был использован фильтр, закрывающий центральный и прилегающие к нему максимумы в изображении источника (рис. 5, б), а полученный сигнал фокусировался в каждую точку области видения. Кроме такого фильтра, возможно использование более эффективной согласованной фильтрации, когда $\theta = \sin\left(\frac{k y d}{2a}\right)$. Подавив в спектре изображения гармоники $\pm N$, получим чистый сигнал рассеивателя (рис. 5, в). При

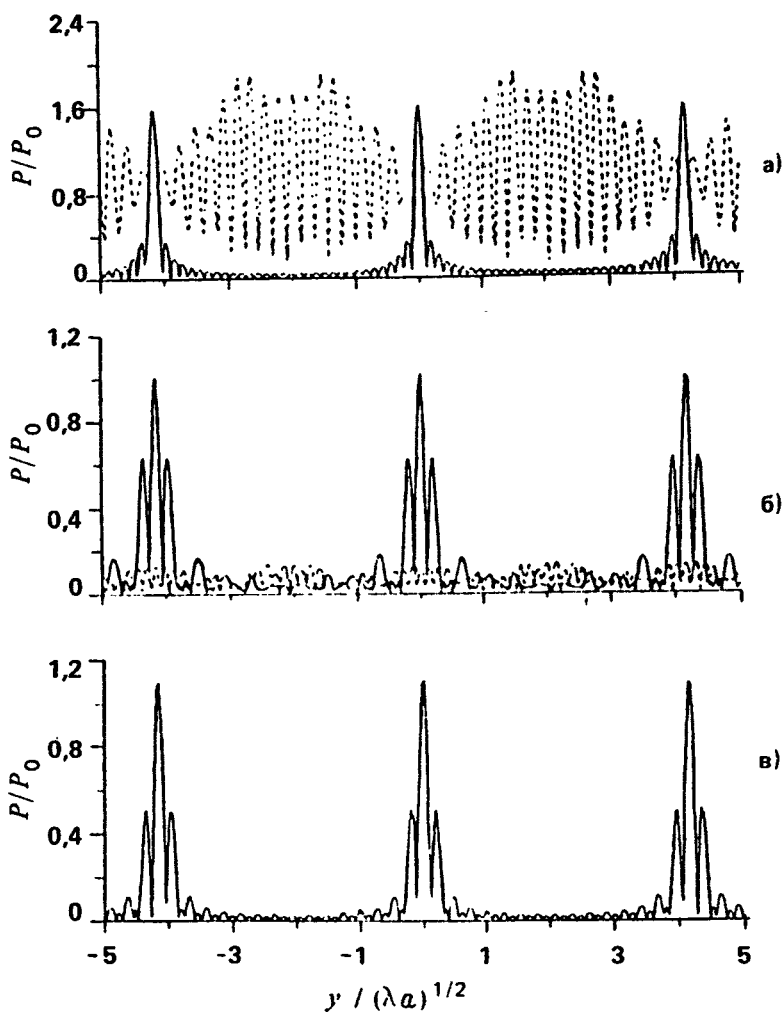


Рис. 5. Реконструкция изображения точечного рассеивателя в плоскости его фокусировки без фильтрации (а), после фильтрации маской — меандр (б) и синусоидальной маской (в) с помощью 16-элементной антенны

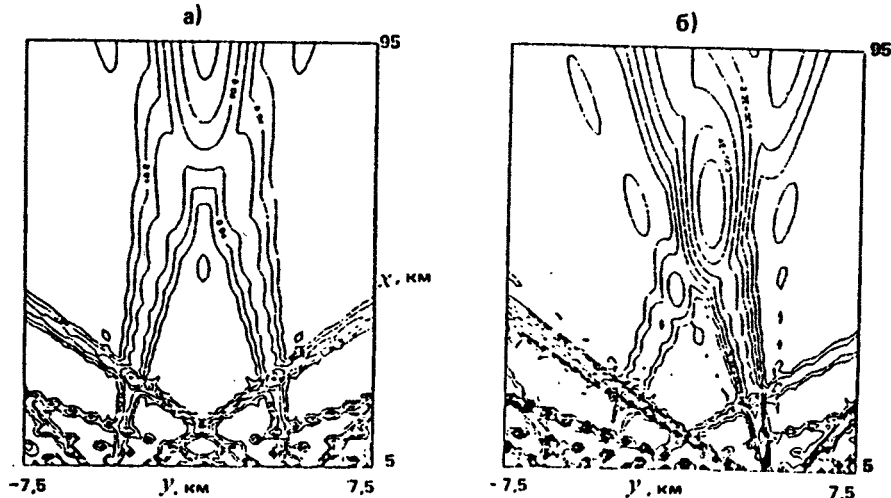


Рис. 6. Реконструкция изображений с помощью двух 8-элементных антенн длиной 20λ , разнесенных на расстояние 800λ , до (а) и после (б) фильтрации

интерпретации изображений, построенных решеткой, поле зрения такой системы ограничивается числом приемников в пределах апертуры системы наблюдения. В нашем случае в поперечном направлении (по оси y) число независимых элементов равно величине порядка D/d . По-видимому, упрощенные схемы подобного рода могут быть использованы для наблюдения за объектами небольших размеров. Для определения истинного местоположения источника при том же числе приемников можно использовать набор изображений, полученных на других частотах (частоты не должны быть кратными). При этом истинный источник для каждого из изображений не будет смещаться. Суммируя такие изображения, получим истинное положение источника. Разрешение по продольной координате ограничено, с одной стороны, как и при заполненной апертуре, размерами области измерений, а с другой стороны — эффектом мультипликации. В разд. 1 было установлено, что для увеличения пространственного разрешения в продольном (по оси x) направлении необходимо увеличивать размеры апертуры приемной системы, что, однако, трудно реализовать в натуральных условиях. Для преодоления подобных трудностей можно попытаться использовать систему регистрации, состоящую из двух далеко разнесенных антенн. Тогда наблюдение будет осуществляться с двух направлений, что может, например, увеличить разрешение по продольной координате. В соответствии с (11) и с учетом (12) и (13), изображение, построенное

каждой из антенн, будет иметь форму, аналогичную показанной на рис. 5.

Рассмотрим когерентное и некогерентное сложение парциальных изображений. При когерентном сложении сигнал во всем поле зрения системы будет промодулирован интерференционной составляющей с пространственной частотой модуляции, уменьшающейся по мере удаления от антенн. Кроме того, модуляционная частота растет по мере углового смещения. Наличие пространственной модуляции позволяет в некоторых случаях определить расстояние до рассеивающей неоднородности. Для этого необходимо либо наблюдение на нескольких частотах, либо перемещение неоднородности. Остановимся более подробно на некогерентном сложении изображений. В случаях, когда расстояние между приемными антеннами достаточно велико (больше радиуса когерентности, который зависит от случайно-распределенных неоднородностей океанической среды), интерференционная модуляция в изображении будет отсутствовать. На рис. 6 показано изображение источника подсветки и точечной рассеивающей неоднородности. Без соответствующей фильтрации поле подсветки практически полностью маскирует изображение рассеивателя (рис. 6, а). После подавления поля источника подсветки рассеиватель хорошо виден. Отметим, что на рисунке приведено лишь одно из мультиплицированных изображений, имеющее небольшое пространственное разрешение, поскольку были использованы антенны небольшого размера $D \sim 10\lambda$. Каждая из антенн не позволяет определить расстояние и конфигурацию неоднородности в заданном поле зрения. Система из двух антенн решает эту задачу. В этом случае пространственное разрешение определится вертикальной и горизонтальной проекциями диаграммы направленности антенн в заданной области поля зрения.

Подавление поля прямой подсветки может привести к искажению изображения, поскольку подавляются низкие частоты в спектре неоднородностей. На рис. 7 показано "бинокулярное" изображение вытянутого в поперечном направлении прямоугольника в случае, когда для подавления поля подсветки был использован фильтр низких пространственных частот. Произошло своеобразное оконтуривание — вместо сплошного прямоугольника видны лишь области, соответствующие краям прямоугольника, так как эти области формируются в основном высокочастотной областью пространственного спектра, которая не подвергалась фильтрации.

Из проведенных исследований ясно, что при использовании малого числа приемников и углов наблюдения реконструкция пространственного распределения неоднородностей может быть осуществлена лишь в ограниченных пределах. По-видимому, можно ус-

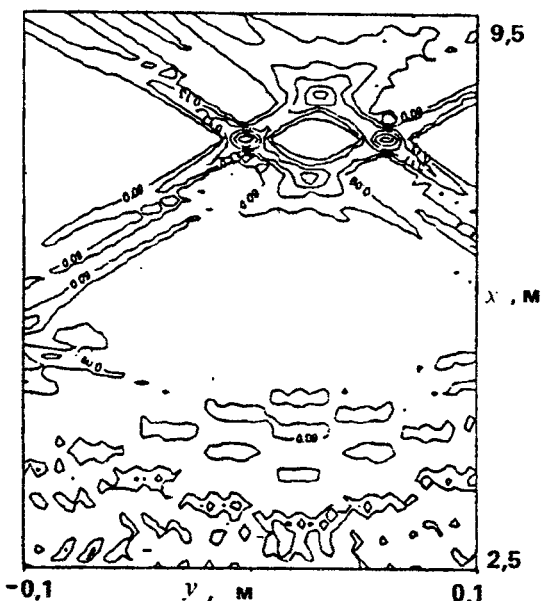


Рис. 7. Отфильтрованное изображение поперечного прямоугольника, восстановленное с помощью бинокулярной схемы

вешно осуществлять наблюдение за выделенными объектами конечных размеров при их перемещении в поле зрения. Реконструкция же формы сложно построенных объектов или пространственного распределения множества объектов требует регистрации большого количества данных. Учитывая это, рассмотрим возможности системы гидроакустического видения при совместном использовании небольшого числа изображений, построенных под различными углами наблюдения.

3. МНОГОРАКУРСНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

В отличие от бинокулярной схемы видения будем рассматривать схемы, в которых углы подсветки и положения регистрирующей апертуры будут синхронно меняться с одинаковым шагом при обходе неоднородности в противоположных направлениях. При наблюдении стационарных распределений последовательность парциальных изображений, соответствующих каждому из ракурсов, может быть зафиксирована последовательно. В противном случае, когда время

наблюдения ограничено, необходимы параллельные измерения. Как уже отмечалось, суммарное изображение может быть результатом как когерентного, так и некогерентного сложения изображений отдельных ракурсов.

Когерентное сложение парциальных изображений сопровождается интерференционной модуляцией результата сложения, которая существенно искажает изображение наблюдаемого объекта [25]. Вместе с тем, когерентное сложение позволяет осуществить суммирование с корректирующими комплексными весовыми множителями, тем самым улучшая характеристики результирующего изображения. При наличии случайно-распределенных неоднородностей для ослабления шума пятнистости имеет смысл осуществить некогерентное сложение изображений. На рис. 8 показано многоракурсное изображение прямоугольника, представляющее когерентную или некогерентную сумму двенадцати изображений, построенных под распределенными эквидистантно в интервале $0 + 90^\circ$ ракурсами. Хорошо видно, что при когерентном сложении, во-первых, возникает выраженная интерференционная структура, маскирующая изображение прямоугольника. (Причиной этого, по-видимому, является то обстоятельство, что из всех изображений, полученных под разными ракурсами, два сильно выделены по яркости из-за анизотропной формы рассеивателя. Вследствие этого два наиболее ярких изображения, соответствующие встречному наблюдению с большей стороны прямоугольника, интерферируют, как это имело место и в бинокулярной схеме). Во-вторых, пространственная модуляция изображения обусловлена сложением изображений отдельных ракурсов, каждое из которых имеет довольно сложную структуру. Наконец, из-за интерференции множества деталей отдельных изображений, представленных приблизительно с одинаковой яркостью, возникает шум пятнистости [4], известный не только в акустике, но и в оптике при построении изображений в лазерном свете [19]. Многие из этих явлений могут найти применение при создании специальных методов акустического видения, в том числе в ультразвуковой медицинской диагностике. Однако в некоторых случаях, когда важно оценить распределение неоднородностей в усредненном виде, а также когда парциальные, соответствующие отдельным ракурсам изображения некогерентны из-за влияния случайных неоднородностей, следует осуществлять некогерентное суммирование (рис. 8, б). В этом случае изображение не содержит интерференционных эффектов и выглядит более сглаженным. Вместе с тем теряется возможность когерентной межракурсной обработки изображений.

Остановимся теперь на характеристиках, обычно используемых для описания качества изображения, а именно пространственном

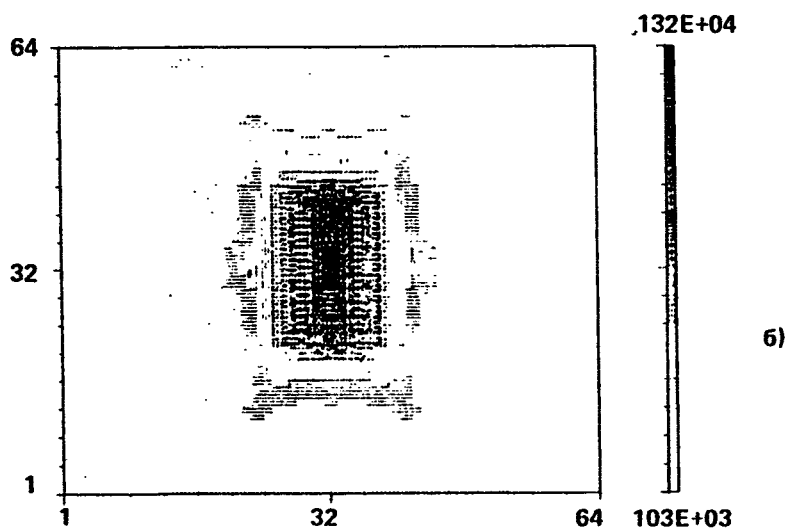
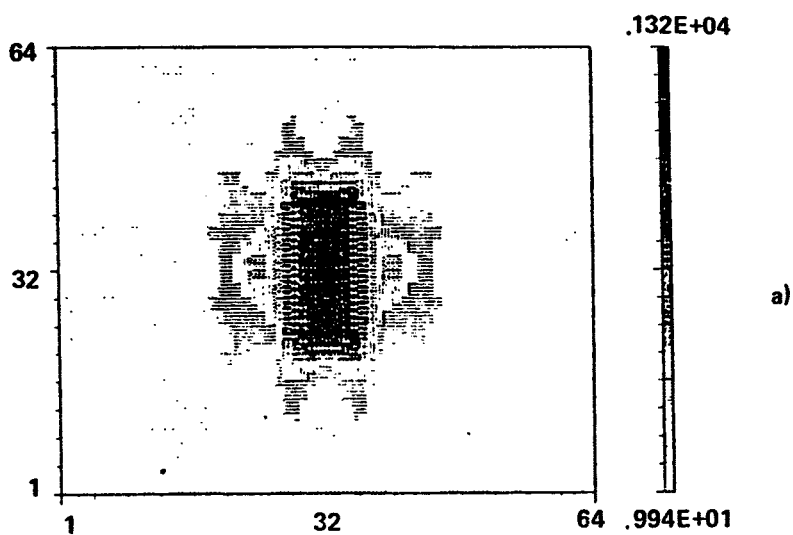


Рис. 8. Изображение горизонтального прямоугольника длиной 7λ и шириной λ в случае когерентного (а) и некогерентного (б) сложений 12 проекций в результате подавления поля подсветки

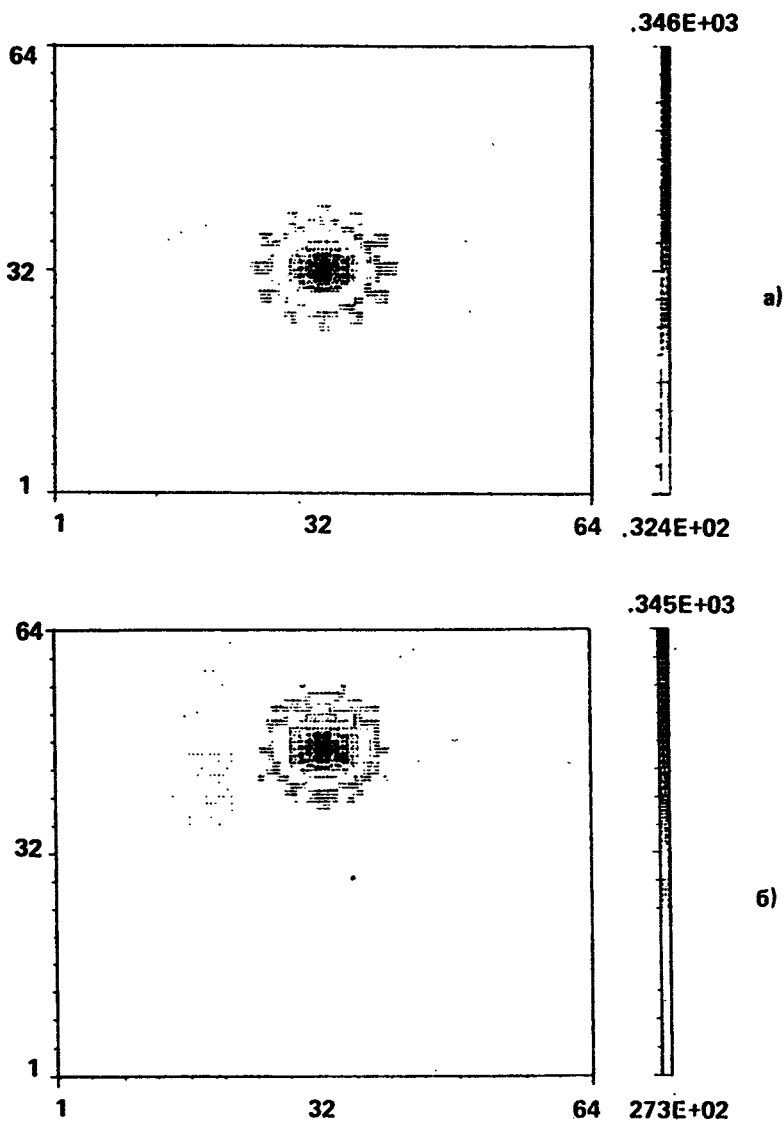


Рис. 9. Изображение точечного источника, реконструированное из 12 ракурсов в случае, когда источник находился в центре (а) и вблизи края (б) поля зрения

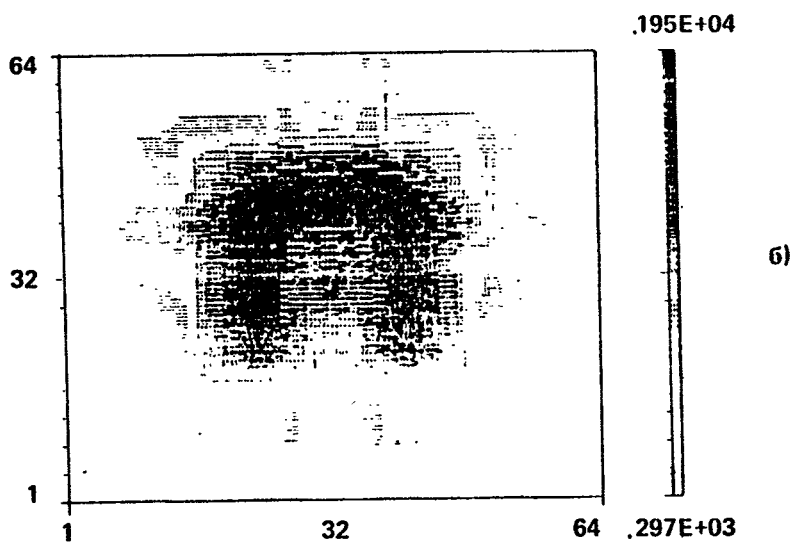
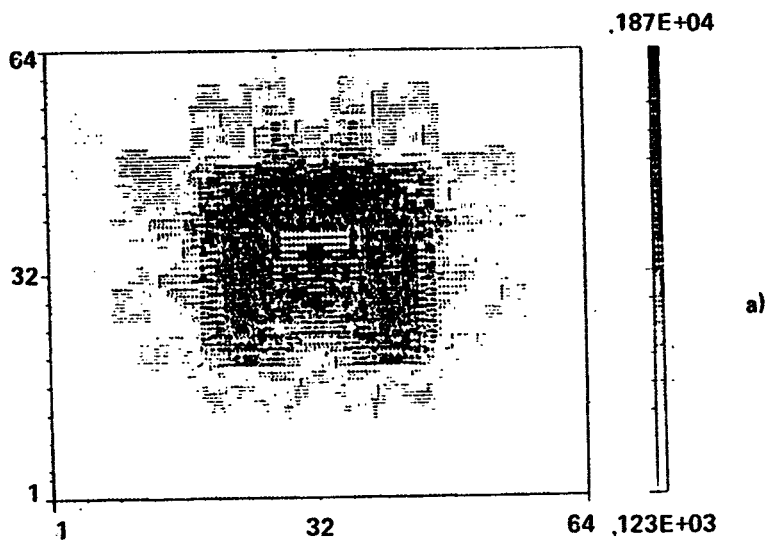


Рис. 10. Когерентное (а) и некогерентное (б) многокурсное изображение буквы П

разрешении и поле зрения. Из уравнений (11)–(13) видно, что френелевские изображения имеют ярко выраженную неизопланатичность, т. е. пространственное разрешение существенно зависит от положения в поле зрения. При многоракурсном наблюдении наилучшее разрешение — в центре поля зрения (рис. 9), поскольку все парциальные изображения точечного источника будут одинаковыми. По мере смещения точки наблюдения от центра поля зрения (рис. 9, б) отдельный элемент разрешения становится более расплывчатым и уменьшается по амплитуде. Это связано с тем, что для некоторых ракурсов точка наблюдения будет расположена на больших расстояниях, так что её изображение будет сильно вытянуто по направлению к соответствующей антенне. Таким образом, суммарное изображение становится расплывчатым. Оценки и численные эксперименты показывают, что оптимальным полем зрения для многоракурсной системы видения во френелевской зоне, по-видимому, можно считать круг диаметром 0,75 с центром в точке $(\frac{a}{2}, 0)$.

На рис. 10 показаны изображения буквы П при когерентном (а) и некогерентном (б) сложении изображений, полученных с 32 ракурсов наблюдения, равномерно распределенных в интервале от 0 до 180°. Для упрощения рассчитаны изображения самосветящегося объекта, что позволяет исследовать возможности реконструкции многоракурсных френелевских изображений безотносительно к проблеме подавления поля подсветки. Видно, что более полно информация о пространственном распределении источников передается при некогерентном сложении изображений отдельных ракурсов. При когерентном сложении одна из линий, составляющих букву П, практически не просматривается. Это можно объяснить интерференционным подавлением, поскольку подобный эффект пропадает при смещении буквы. Сравнение изображений при когерентном и некогерентном сложении показывает, что в одном случае (для некогерентного сложения) в качестве помехи выступает некоторый усредненный "ореол", который может быть отфильтрован низкочастотным фильтром. В другом случае, когда парциальные изображения складываются когерентно, возникает интерференционный шум пятнистости с достаточно широким пространственным спектром, что затрудняет его фильтрацию.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РЕКОНСТРУКЦИИ МАЛОРАКУРСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В УСЛОВИЯХ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для проверки работоспособности и эффективности алгоритмов реконструкции гидроакустических изображений была разработана ультразвуковая экспериментальная установка, позволяющая промоделировать распространение и рассеяние гидроакустических сигналов в океанических волноводах. Система модельных измерений состояла из однородного слоя воды толщиной 3 см, $c = 1485$ м/с, расположенного на резиновом основании. Диаграмма направленности пьезокерамического излучателя была построена в горизонтальной плоскости так, чтобы отстроиться от помех, вызываемых стенками бассейна. Были использованы квазигармонические импульсные сигналы длительностью 300 мкс и частотой 140 и 512 кГц. При этом было реализовано маломодовое распространение сигналов, что, в частности, обуславливалось ослаблением волноводных мод за счет потерь в слое резины (тангенс угла потерь в резине составлял 0,28). Сигналы регистрировались двумя квадратурными каналами и вводились в компьютер для последующей обработки и построения

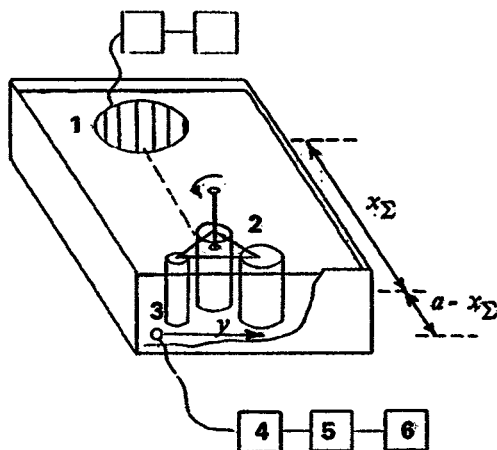


Рис. 11. Схема экспериментальной установки; показаны основные элементы: 1 — источник импульсных сигналов, 2 — объекты наблюдения, 3 — перемещаемый приемник, 4 — усилитель, 5 — фильтр, 6 — ЭВМ. Область наблюдения показана пунктиром

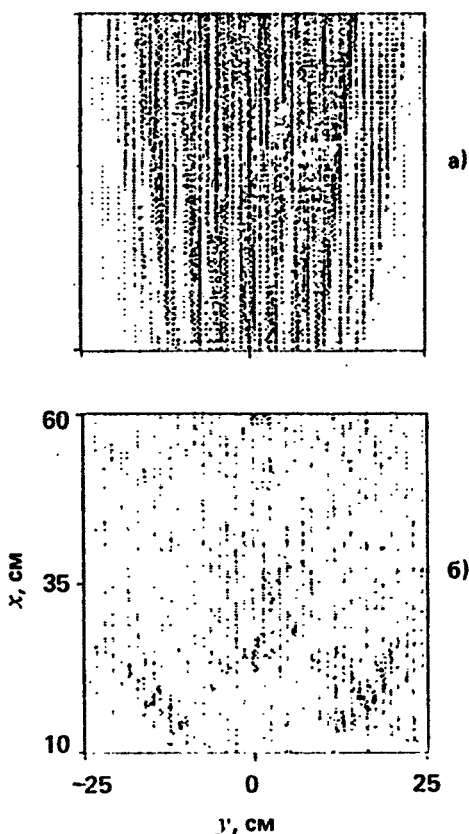


Рис. 12. Изображение вертикального стального цилиндра, расположенного на расстоянии 20 см от источника ($a = 44,6$ см, $L_A = 28,6$ см, $f_0 = 140$ кГц), без фильтрации (а) и после фильтрации (б)

изображений (рис. 11). На рис. 12, а показано одноракурсное изображение вертикально расположенного стального цилиндра диаметром 0,25 см. Видно, что изображение в основном содержит информацию об источнике подсветки, причем хорошо видна интерференция волноводных мод в виде вертикальных полос, которая полностью маскирует изображение цилиндра после пространственной фильтрации. Фильтр обратно пропорционален амплитудному спектру изображения источника с учетом его протяженности (7 см) и межмодовой интерференции. Такой фильтр был получен из экспериментальных данных, зарегистрированных в отсутствие стального

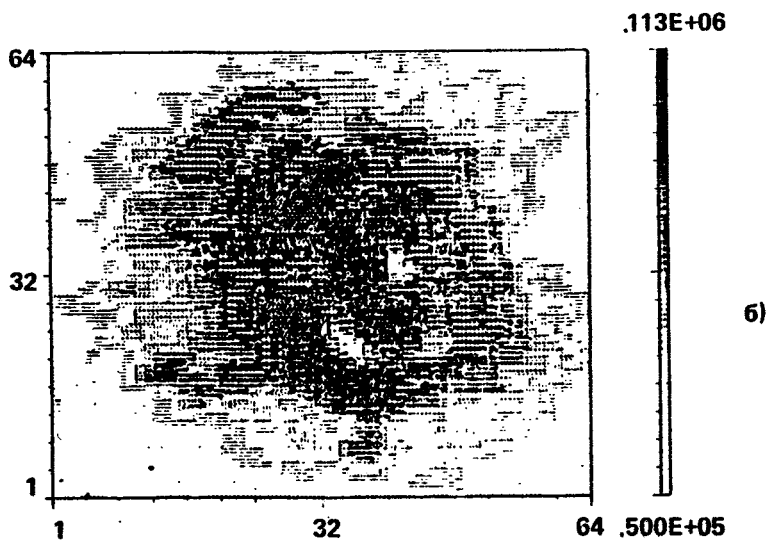
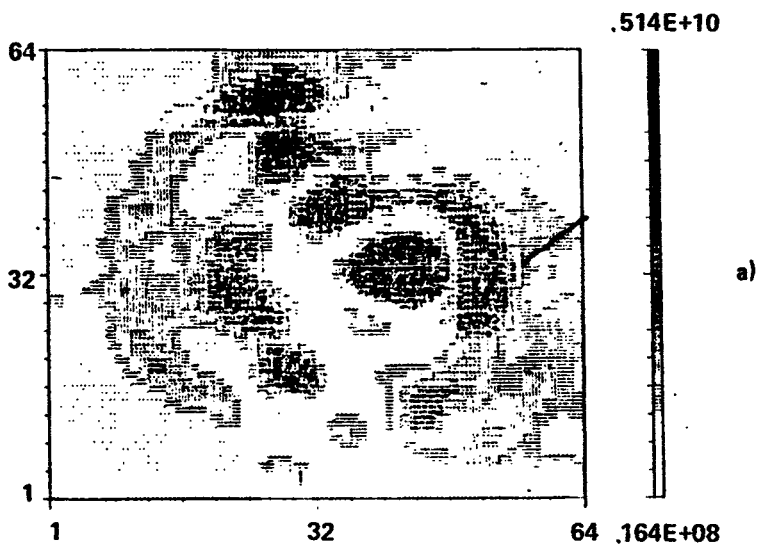


Рис. 13. Изображение трех цилиндров, полученное из экспериментальных данных, после подавления поля подсветки в результате когерентного (а) и некогерентного (б) сложения

цилиндра. Это позволило определить положение цилиндра (размеры цилиндра меньше длины волны, так что реконструкция формы неоднородности практически невозможна).

Рассмотрим возможности реконструкции многоракурсного изображения. Для регистрации необходимых данных в наших экспериментах была использована идея об эквивалентности смещения источника и приемной антенны вокруг неоднородности и вращения неоднородности в противоположную сторону (неоднородность находилась в середине поля зрения, оси вращения совпадали). В качестве неоднородностей использовались три вертикально расположенных цилиндра различных диаметров (1, 2 и 3 см), укрепленные на общей несимметричной платформе так, что расстояния между цилиндрами составляли соответственно 9,5 и 6 см. Длина синтезированной за счет движения приемника (на глубине $z_A = 0,3$ см) апертуры составляла 36,5 см. Источник находился на глубине 1,7 см. Результаты реконструкции пространственного распределения неоднородностей по данным, измеренным для 32 ракурсов подсветки и наблюдения, приведены на рис. 13. (Заметим, что в наших экспериментах неоднородности находились не в середине акустической трассы, когда $x_{\Sigma} = a/2$, а ближе к антенне $a - x_{\Sigma} = 25$ см, $a = 152$ см, при этом для правильного совмещения парциальных изображений использован специальный алгоритм). Как видно из приведенных изображений, при реконструкции цилиндров возникают значительные интерференционные помехи, в том числе в интервале пространственных частот, в котором заключен полезный сигнал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были исследованы возможности построения изображений океанических неоднородностей больших волновых размеров с помощью малоракурсных систем, когда наблюдения осуществляются в ограниченном диапазоне углов падения поля подсветки и углов регистрации рассеянных полей. Были проанализированы особенности построения гидроакустических изображений во френелевской области в многомодовых океанических волноводах. Исходя из практических трудностей создания гидроакустических систем видения, особое внимание было уделено системам наблюдения (в том числе бинокулярного типа), состоящим из небольшого числа далеко разнесенных гидрофонов. Кроме того, были исследованы схемы, в которых использовались данные измерений для большого количества углов подсветки. Анализ всех схем осуществлялся как теоретически (аналитически и численно), так и экспериментально в условиях физического моделирования.

Рассматриваемая задача является одной из частных задач более общего направления — обратных задач рассеяния, разрешимых, в частности, томографическими методами. В настоящей работе мы ограничились исследованием проблем видения, не ставя целью реконструкцию физической, в том числе внутренней, структуры неоднородностей, а ограничиваясь реконструкцией пространственного распределения вторичных источников на поверхности неоднородности. В этом случае можно получить информацию о положении неоднородностей в поле зрения системы наблюдения, а также о форме неоднородностей.

В заключение можно выделить следующие результаты. В случае измерений горизонтально развитыми антеннами, размеры которых заметно превосходят масштабы нескольких первых зон Френеля для наблюдаемых неоднородностей, был изучен алгоритм восстановления путем последовательного углового сканирования и фокусировки в каждую точку поля зрения. Оценены пространственное разрешение и пределы поля зрения системы наблюдения.

Для улучшения характеристик изображения следует использовать метод темного поля, в частности в форме апостериорной пространственной двумерной фильтрации результирующего изображения.

Использование бинокулярной (состоящей из двух приемных антенн) схемы наблюдения приводит к улучшению пространственного разрешения изображения в продольном направлении.

Оценены ограничения на пространственное разрешение и размеры поля зрения при использовании в качестве приемной антенны небольшого числа редко расположенных приемников, а также пределы разрешимости элементов пространственного распределения неоднородностей при когерентном и некогерентном сложении изображений, построенных при различных ракурсах, а также при использовании метода темного поля.

Работоспособность методов построения изображений исследовалась путем реконструкции экспериментальных изображений. Результаты экспериментов подтвердили эффективность используемых методов и позволили оценить границы их применимости. Так, искажения, наблюдаемые на изображениях сложного рассеивателя (трех стальных цилиндров), по-видимому, возникают вследствие того, что в данном случае мы имеем дело с "сильными" (по классификации, использованной в работе [12]) рассеивателями, для которых существенны эффекты многократного рассеяния. Реконструкция такого рода неоднородностей заметно усложняется и требует использования, например, итерационных алгоритмов [12]. Другой, не менее важной причиной искажений являются интерференционные искаже-

ния, возникающие вследствие рассеяния на случайных неоднородностях среды и стенках бассейна, а также из-за интерференции волноводных мод. Уменьшение влияния случайных неоднородностей возможно путем усреднения случайных реализаций (при условии, что пространственные спектры случайных неоднородностей и полезных сигналов не пересекаются). Для ослабления других помех необходимо учитывать при обработке сигналов априорную информацию о строении океанического волновода и наблюдаемых неоднородностях.

Особый научный интерес представляет анализ возможностей реконструкции пространственного распределения неоднородностей по глубине. При использовании низкочастотных полей подсветки, когда реализуется маломодовое распространение, реконструкция распределения неоднородностей по глубине практически невозможна. При высокочастотных полях подсветки, в случае, когда в волноводе распространяется большое количество мод, такая реконструкция возможна, однако для этого необходимо развить специальные методы согласованной фильтрации как вертикально развитых антенн, так и вертикально развитых излучающих систем. Примеры исследований подобного рода путем угловой селекции и взвешивания вертикально развитыми приемной и излучающей антеннами приведены в работах [21, 24].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Грегус П.* Звуковидение. М.: Мир, 1982. 232 с.
2. *Macovski A.* Ultrasonik imaging using arrays // Proc. IEEE. 1979. V. 67. P. 484 - 495.
3. *Maguer P., Gelly J. F., Maerfeld C., Grall G.* An underwater focused acoustic imaging system // Acoustical Imaging. V.10. N. Y.: Plewum Press, 1967. P. 607 - 617.
4. *Goodman J. W.* Film - Grain, Noise in Wavefront - Reconstruction Imaging // JOSA. 1967. V. 57. P. 493.
5. *Кравцов Ю. А., Кузьмин В. М., Петников В. Г.* Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30, № 3. С. 339 - 343.
6. *Бородина Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М.* и др. Возможности теневых методов для изучения дифрагированных звуковых полей в волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах / Под ред. В. А. Зверева. Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. С. 174 - 200.
7. *Бородина Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М.* и др. Пространственная фильтрация изображений при ультразвуковой визуализации больших неоднородностей // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 6. С. 1004 - 1013.
8. *Бородина Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М.* и др. Реконструкция изображений шумовой загрязненности неоднородных сред с использованием

- метода темного поля // Доклады 1-й сессии РАО. М.: АКИН, 1992. С. 19 - 22.
9. *Mueller R. K., Kaveh M., Wade G.* Reconstructive tomography and applications to ultrasonics // Proc. IEEE. 1979. V. 67, № 4. P. 567 - 587.
10. Image Reconstruction from Projections / Ed. G. T. Herman. N. Y.: Springer - Verlag, 1979. 284 p.
11. *Munk W., Wunch C.* Ocean acoustic tomography: a scheme for large - scale monitoring // Deep Sea Res., 1979. V. 26 (A). P. 123 - 161.
12. *Burov V. A., Rychagov M. N., Sackovets A. V.* Iterative methods for the reconstruction of characteristics of strong inhomogeneities by the data of acoustic scattering // Proc. Ultrason. Jnt. Conf. 1991. P. 201 - 206.
13. *Nechaev A. G., Khil'ko A. I.* Acoustical diffraction tomography of the ocean // Dynamic and stochastic wave phenomena: Proc. of Inter. Scien. School - Seminar. N. Novgorod: N. Univ., 1992. P. 177 - 181.
14. *Горская Н. В., Зверев В. А., Николаев Г. Н.* и др. О реконструкции пространственной локализации вторичных гидроакустических источников // Сб. тезисов 11-й Всесоюз. акустической конф. М.: ВНИИФТРИ, 1991. С. 16 - 18.
15. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики. М.: Гидрометеиздат, 1982.
16. *Morita N., Kumagai N.* Scattering and mode conversion of guided modes by a spherical object in an optical fiber // IEEE Trans. on Microwave Theory. 1980. V. MTT-28, № 2. P. 137 - 141.
17. *Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А.* и др. Коротковолновая дифракция в многомодовом слоистом волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34, № 1. С. 55 - 59.
18. *Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А.* и др. Особенности коротковолновой дифракции звука в многомодовых слоисто-неоднородных волноводах // Акустика в океане / Под ред. И. Б. Андреевой, Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1992. С. 59 - 65.
19. *Борн М., Волф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. С. 415 - 416.
20. Подводная акустика и обработка сигналов / Под ред. Л. Бьерне. М.: Мир, 1985.
21. *Нечаев А. Г., Хилько А. И.* Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // Акуст. журн. 1988. Т. 34, № 2. С. 285 - 289.
22. *Горская Н. В., Горский С. М., Гурбатов С. Н.* и др. Исследование возможности применения частотно-модулированных волн для изучения рассеяния в неоднородных волноводах // Акуст. журн. 1991. Т. 37, № 5. С. 914 - 921.
23. *Khil'ko A. I., Smirnov I. P., Zorin A. Yu.* The characteristics of energetic coupling of the inhomogeneous medium points // Dynamic and stochastic wave phenomena: Proc. of Inter. Scien. School - Seminar, N. Novgorod: N. Univ., 1992. P. 51 - 53.
24. *Зорин Ю. А., Смирнов И. П., Хилько А. И.* О выборе параметров систем акустического видения (см. наст. сборник).
25. *Adams M. F., Anderson A. P.* Tomography from multiview ultrasonic diffraction data: comparison with image reconstruction from projections // Acoustical Imaging. 1980. V. 10. P. 365 - 380.

УСРЕДНЕННЫЕ СПЕКТРЫ ПРИЛИВНЫХ ВАРИАЦИЙ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ТОНАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ В МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ

В. А. Журавлев, А. Г. Комаров, Д. А. Шаркин

На работу активных гидроакустических систем подводного видения в реальных условиях наряду с аддитивной помехой существенное влияние оказывает мультипликативная помеха, представляющая собой модуляцию зондирующего сигнала по амплитуде, фазе и частоте, возникающую под влиянием изменчивости морской среды. Одним из механизмов этой изменчивости являются приливы, проявляющиеся в регулярных вариациях толщины водного слоя, искажениях его вертикальной структуры и возникновении приливных течений. И хотя в большинстве случаев приливы не представляют собой доминирующего механизма возникновения временных флуктуаций параметров звукового поля [1], исследование характеристик приливных вариаций сигнала представляет определенный интерес в силу, по крайней мере, двух обстоятельств. Во-первых, в отличие от большинства других факторов изменчивости морской среды приливы носят регулярный, прогнозируемый характер, что может, в принципе, быть использовано для повышения эффективности обработки сигналов в гидроакустических системах подводного видения, и, во-вторых, приливы не подвержены влиянию неустойчивых гидрологических и метеорологических факторов и существуют всегда, что позволяет рассматривать вызванные ими флуктуации сигналов как некоторый минимальный уровень изменчивости звукового поля, накладывающий определенные ограничения на возможности гидроакустических систем. Большинство работ, посвященных анализу роли приливов в возникновении временных вариаций параметров звуковых полей в море (например, работы [2–5]), ограничивается моделированием временных зависимостей амплитуды и фазы сигнала с использованием достаточно сложных вычислительных про-

грамм расчета звукового поля. В то же время известно, что если ограничиться расчетом усредненных характеристик звукового поля, то во многих случаях удается упрощенных, но все же реалистичных моделей водновода удается получить достаточно простые аналитические выражения. Получение формул для вычисления усредненных спектров приливных вариаций тонального сигнала в мелководном многомодовом гидроакустическом волноводе на основе параметров приливных колебаний водного слоя является основной целью настоящей работы.

Рассмотрим простейшую модель волновода в виде плоскопараллельного слоя воды толщиной H_0 с заданным вертикальным распределением скорости звука $c(z)$, ограниченного сверху абсолютно мягкой поверхностью, а снизу плоским дном с заданной зависимостью коэффициента отражения V от горизонтальной проекции ξ волнового вектора k падающей волны. На достаточно большом расстоянии r от излучателя звуковое поле P в таком волноводе может быть представлено в виде суммы конечного числа L нормальных волн:

$$P = \sqrt{8\pi/r} \sum_{i=1}^L \varphi_i(z_1) \varphi_i(z_2) \sqrt{\xi_i} e^{i(\xi_i + \pi/4)}, \quad (1)$$

где ξ_i , φ_i — собственные значения и нормированные собственные функции волновода; z_1 , z_2 — горизонты излучения и приема.

Влияние приливов приводит к изменению параметров волновода во времени. Ограничимся анализом действия на звуковое поле только основной, баротропной моды приливных колебаний или поверхностным приливом. Внутренние приливы, представляющие собой внутреннее волнение на приливных частотах, рассматривать не будем, хотя в условиях глубокого океана их влияние на вариации сигнала может быть преобладающим [6]. Поверхностный прилив приводит к трем основным видам искажений водного слоя:

- 1) изменению его толщины $H(t) = H_0 + h(t)$;
- 2) вертикальному смещению частиц воды, линейно увеличивающемуся от нуля на дне до $h(t)$ на поверхности;
- 3) возникновению приливных течений с постоянной по всей толщине водного слоя скоростью $v(t)$.

Приливные искажения профиля $c(t)$ могут быть записаны в первом приближении с помощью изменения вертикального масштаба:

$$c'(z, t) = c \left[\frac{H_0 z}{H_0 + h(t)} \right], \quad (2)$$

где $c'(z, t)$ — искаженный приливом профиль скорости звука.

Для анализа звукового поля в волноводе с медленно меняющимися параметрами воспользуемся квазистационарным приближением, в соответствии с которым поле может быть представлено в виде суммы нормальных волн (1), в которой под влиянием приливов изменяются как собственные значения ξ_l , определяющие в первую очередь фазы нормальных волн, так и собственные функции $\varphi_l(z)$, влияющие на их амплитуды. При выполнении условия $kh \cdot \sin(\chi_m) \ll \pi$, где χ_m — полуширина вертикального углового спектра звукового поля в точке приема, вариациями амплитуд нормальных волн можно пренебречь. Это условие для типичных параметров шельфовых морей ограничивает сверху частоту сигнала величиной порядка сотен герц. Также пренебрежем вариациями коэффициента отражения от морского дна из-за приливных течений, которые, как показано в работе [7], малы.

Рассмотрим для определенности случай придонного звукового канала. Дисперсионное уравнение в приближении ВКБ, записанное для искаженного приливом придонного волновода, имеет вид

$$[1 + h(t)/H_0] \int_z^{H_0} \sqrt{k^2(s) \beta^2(t) - \xi_l^2} ds + \frac{1}{2} \varphi(\xi_l) = l\pi, \quad (3)$$

где $\beta(t) = 1 - \frac{\xi_l}{k_0} \cdot \frac{v(t)}{c_0} \cos(\theta)$ — параметр, учитывающий движение воды; $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$; c_0 — волновое число и скорость звука на дне; θ — угол между направлением распространения и приливным течением; $\varphi(\xi_l)$ — фаза коэффициента отражения от дна; z' — горизонт заворота или поверхность моря.

Вычисляя производные от левой части дисперсионного уравнения по переменным h , v , ξ и приравнявая полную вариацию левой части нулю, находим в линейном приближении связь между изменениями собственных значений $\Delta \xi_l$ и переменными $h(t)$ и $v(t)$:

$$\Delta \xi_l = \omega \left[\frac{T_l}{D_l} \cdot \frac{v(t)}{c_0} \cos \chi_{0l} \cos \theta - \frac{\tau_l}{D_l} \cdot \frac{h(t)}{H_0} \right]. \quad (4)$$

Входящие сюда параметры представляют собой длину цикла D_l , время распространения по одному циклу T_l и адиабатический инвариант τ_l бриллюэновского луча нормальной волны с номером l . Величины c_0 и χ_{0l} обозначают скорость звука и угол скольжения луча на оси волновода.

Выражение (4) может быть также записано через фазовую ($C_\phi(l) = c_0 / \cos \chi_{0l}$) и групповую ($C_{гр}(l) = D_l / T_l$) скорости нормальных волн:

$$\Delta \xi_l = \xi_l \cdot B_l(t); B_l(t) = \left[1 - \frac{C_\phi(l)}{C_{гр}(l)} \right] \cdot \frac{h(t)}{H_0} + \frac{v(t)}{C_{гр}(l)} \cos \theta. \quad (5)$$

Заменяя в фазах нормальных волн в выражении (1) величины ξ_l на $\xi_l + \Delta \xi_l$, получаем модовое представление звукового поля в искаженном поверхностным приливом волноводе:

$$P(t) = \sqrt{8\pi/r} \sum_{l=1}^L \psi_l(z_1) \psi_l(z_2) \sqrt{\xi_l} e^{i\xi_l r [1 + B_l(t)]}. \quad (6)$$

Спектральные характеристики сигнала $P(t)$ могут быть вычислены с помощью Фурье-преобразования выражения (6). Форма найденных таким образом спектров быстро и достаточно нерегулярно изменяется в пространстве из-за межмодовой интерференции. Для устранения ее влияния проведем усреднение по расстоянию, позволяющее опустить интерференционные члены. После этого усредненный энергетический спектр $F(\omega)$ сигнала $P(t)$ приобретает следующий вид:

$$F(\omega) = 8\pi/r \sum_{l=1}^L |\psi_l(z_1)|^2 |\psi_l(z_2)|^2 \cdot \xi_l \cdot G_l(\omega) \cdot e^{-2\alpha_l r}, \quad (7)$$

где $G_l(\omega) = \left| \int e^{i[\omega t + rB_l(t)]} dt \right|^2$ — энергетический спектр сигнала, пришедшего по нормальной волне с номером l ; $\alpha_l = -\ln|V|/D_l$ — коэффициент затухания нормальной волны.

Если число нормальных волн, формирующих звуковое поле в точке приема, достаточно велико, то в выражении (7) целесообразно перейти от суммирования по индексу l к интегрированию по углу скольжения χ_0 на оси волновода, используя дисперсионное уравнение (3) при нулевых v и h и соотношение $\xi = k \cdot \cos \chi$. Задавая функции $\psi_l(z)$ в приближении ВКБ и проводя дополнительное усреднение по координате z для сглаживания осцилляций вертикального распределения интенсивности, получаем интегральное выражение для энергетического спектра сигнала:

$$F(\omega) = \int_{\chi'}^{\pi/2} W(\chi_0) \cdot G(\chi_0, \omega) d\chi_0, \quad (8)$$

где

$$W(\chi_0) = \frac{2c_1 c_2}{r c_0^2} \cdot \frac{\exp[-\alpha(\chi_0)r]}{D(\chi_0) \sin \chi_1 \sin \chi_2} \quad (9)$$

— усредненный угловой спектр звукового поля.

Выражение (8) отличается от известной формулы Бреховских [9] для спадающей средней интенсивности звукового поля в плоскостом волноводе наличием под знаком интеграла дополнительного множителя $G(\omega, \chi)$, описывающего угловую зависимость энергетического спектра приливных вариаций отдельных нормальных волн.

Следует отметить, что приведенное выражение для усредненного углового спектра звукового поля справедливо только при расположении горизонтов излучения и приема на достаточно больших расстояниях от границ волновода. В противном случае необходимо учитывать наличие достаточно жесткой связи между фазами вертикальных распределений, обусловленной близостью границ и приводящей к появлению дополнительных осциллирующих множителей в выражении для углового спектра [10].

Для дальнейшего анализа необходимо конкретизировать вид приливных вариаций $h(t)$ и $v(t)$, а также характеристик волновода $c(z)$ и $V(\chi)$. Однако, прежде чем сделать это, рассмотрим альтернативный подход к вычислению спектра приливных вариаций, основанный на понятии мгновенного спектра приливных вариаций звукового поля. Определяя мгновенную частоту как производную по времени от фазы нормальной волны в выражении (6) и считая, что в момент времени t вся интенсивность волны сосредоточена на этой частоте, можно записать мгновенный энергетический спектр приливных вариаций звукового поля $\hat{F}(\omega)$ в следующем виде:

$$\hat{F}(\omega) = 8\pi/r \sum_{l=1}^L |\psi_l(z_1)|^2 |\psi_l(z_2)|^2 \cdot \xi_l \cdot e^{-2\alpha_l r} \cdot \delta(\omega - \omega_l), \quad (10)$$

где

$$\omega_l = \omega_0 + r \frac{\partial}{\partial t} B_l(t). \quad (11)$$

Замена суммирования интегрированием, аналогичная сделанной при выводе выражения (8), приводит к интегральному представлению мгновенного спектра звукового поля:

$$\hat{F}(\omega') = \int W(\chi) \cdot \delta[\omega' - \omega(\chi)] d\chi. \quad (12)$$

Переходя к интегрированию по ω и используя основное свойство δ -функции, получаем простое выражение:

$$\hat{F}(\omega) = W[\chi(\omega)] \frac{d\chi}{d\omega}. \quad (13)$$

Связь между χ и ω дается формулой (11) после замены в ней величины ξ_l на $k \cdot \cos\chi$.

Применим полученные выражения (8) и (13) к простейшему случаю однородного волновода, для которого $c(z) = c_0 = \text{const}$. Угловую зависимость коэффициента отражения от дна зададим в следующем виде:

$$V(\chi) = \begin{cases} \exp[-b\chi + i(a\chi - \pi)], & 0 \leq \chi \leq \chi_m; \\ 0, & \chi > \chi_m. \end{cases} \quad (14)$$

Угол χ_m можно рассматривать как угол полного внутреннего отражения.

Ограничимся рассмотрением достаточно больших дистанций r , для которых выполняется условие $r \gg H/b\chi_m^2$, что позволяет считать угол χ_m отнесенным на бесконечность. Для типичных условий шельфовых морей величина правой части этого неравенства составляет единицы километров, так что это ограничение не слишком сильное.

В приближении малых углов зависимость длины цикла луча от угла скольжения для рассматриваемого волновода имеет вид

$$D(\chi) = \left(2H + \frac{a}{k}\right) \cdot \frac{1}{\chi}. \quad (15)$$

Пренебрежем смещением луча при отражении, которому соответствует второй член в скобках, и, подставляя его в общую формулу (9) для усредненного углового спектра звукового поля при расположении корреспондирующих точек на большом удалении от границ волновода, получаем угловое распределение энергии в виде

$$W_0(\chi) = \frac{2}{rH} \cdot \exp\left(-\frac{br}{H}\chi^2\right). \quad (16)$$

Для ситуаций, когда одна или обе корреспондирующие точки расположены вблизи границ, необходимо учесть характер вертикального распределения нормальных волн в этих областях, который приближенно описывается зависимостью $\sin(k \cdot z)$ вблизи поверхности и $\sin[k(H - z)\chi + a\chi]$ вблизи дна. Учет этих функций угла приводит к следующим выражениям для угловых спектров, запи-

санных для определенности для случая расположения излучателя и приемника вблизи дна:

$$W_1(\chi) = \frac{4}{rH} [k(H - z_1) + a]^2 \chi^2 \cdot \exp\left(-\frac{br}{H} \chi^2\right) \quad (17)$$

— для случая, когда у дна находится только одна из корреспондирующих точек, и

$$W_2(\chi) = \frac{8}{rH} [k(H - z_1) + a]^2 [k(H - z_2) + a]^2 \chi^4 \times \\ \times \exp\left(-\frac{br}{H} \chi^2\right). \quad (18)$$

Если отнормировать это выражение на полную интенсивность звукового поля, то все формулы (15)–(18) можно объединить одним выражением, охватывающим и случай приповерхностного расположения горизонтов приема и излучения:

$$W(\chi) = 2 \cdot \left(\frac{br}{H}\right)^{m+1/2} \frac{1}{\Gamma(m+1/2)} \chi^{2m} \exp\left(-\frac{br}{H} \chi^2\right), \quad (19)$$

где m — число корреспондирующих точек вблизи границ волновода, $\Gamma(\cdot)$ — гамма-функция.

При сделанных упрощениях угловые зависимости фазовой и групповой скоростей нормальных волн в рассматриваемом волноводе имеют простой вид:

$$C_\phi = c_0 / \cos\chi; \quad C_{гр} = c_0 \cos\chi. \quad (20)$$

Подстановка этих зависимостей в формулу (5) приводит к следующему выражению для временных вариаций фаз Φ нормальных волн в волноводе:

$$\Phi(t) = \xi r \left\{ \left[\frac{v(t) \cos\theta}{c_0} - 2 \frac{h(t)}{H_0} \right] \chi^2 / 2 + \frac{v(t) \cos\theta}{c_0} \right\}. \quad (21)$$

Типичные скорости приливных течений в море измеряются единицами и десятками сантиметров в секунду, чему соответствует величина v/c_0 порядка $10^{-4} - 10^{-5}$. В то же время отношение h/H_0 в шельфовых морях имеет порядок $10^{-2} - 10^{-3}$. Поэтому первым членом в круглых скобках в выражении (21) можно пренебречь по сравнению со вторым. Однако из-за наличия множителя χ^2 порядки второго и третьего членов оказываются одинаковыми, что делает невозможным дальнейшие упрощения.

Зададим зависимости $h(t)$ и $v(t)$ в виде гармонических колебаний с частотой Ω , сдвинутых по времени на четверть периода

относительно друг друга. Тогда с учетом сделанных приближений приливные вариации фаз нормальных волн можно записать в следующем виде:

$$\Phi(t, \chi) = kr \left(\frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \sin \Omega t - \frac{h_0}{H_0} \chi^2 \cos \Omega t \right), \quad (22)$$

где v_0 и h_0 — амплитуды скорости приливных течений и поверхностных приливов соответственно.

Отсюда видно, что вариации скорости приливных течений приводят к возникновению фазовой модуляции звукового поля как целого, в то время как модуляция, вызванная вариациями толщины водного слоя, различна для нормальных волн разных номеров. Суммарное воздействие обоих факторов приводит к тому, что фазы нормальных волн оказываются модулированными по гармоническому закону не только с разными амплитудами, но и сдвинутыми относительно друг друга по фазе.

Поскольку рассматриваемые зависимости приливных вариаций параметров звукового поля носят периодический характер, то их спектры будут дискретными, состоящими из спектральных линий на частотах $n \Omega$, кратных частоте приливов. При этом спектральные составляющие $G(n \Omega, \chi)$ сигнала, пришедшего в точку приема по одной нормальной волне, выражаются через функции Бесселя первого рода целого порядка:

$$G(n \Omega, \chi) = J_n^2 \left[kr \cdot \sqrt{\left(\frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \right)^2 + \left(\frac{h_0}{H_0} \chi^2 \right)^2} \right]. \quad (23)$$

Подстановка выражений (23) и (19) в общую формулу (8) дает представление дискретного спектра приливных вариаций звукового поля в виде следующего выражения:

$$F(n \Omega) = 2 \left(\frac{br}{H} \right)^{m + \frac{1}{2}} \frac{1}{\Gamma(m + 1/2)} \int \chi^{2m} e^{-\frac{br}{H} \chi^2} \times \\ \times J_n^2 \left[kr \cdot \sqrt{\left(\frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \right)^2 + \left(\frac{h_0}{H_0} \chi^2 \right)^2} \right] d\chi. \quad (24)$$

При произвольных значениях входящих в это выражение параметров интеграл может быть оценен только численно. Аналитические оценки могут быть получены в некоторых, достаточно узких областях изменения параметров. Не будем разбирать их все, отметим только, что на достаточно больших расстояниях из-за наличия экспоненты значение интеграла определяется поведением подынтегрального выражения в диапазоне малых углов скольжения, что может позво-

лить пренебречь под знаком корня вторым членом по сравнению с первым. В этом случае функцию Бесселя можно вынести из-под знака интеграла, который в силу нормировки углового спектра превращается в единицу. Таким образом, дискретный спектр приливных вариаций звукового поля будет выражаться через квадраты бесселевых функций соответствующего номеру гармоники порядка. Уменьшение ширины углового спектра за дистанцией приводит к тому, что на больших расстояниях относительная роль вариаций глубины места уменьшается, и характер спектра определяется только вариациями скорости приливных течений, даже если на меньших дистанциях определяющими будут поверхностные приливы.

Рассмотрим теперь эволюцию мгновенных спектров приливных вариаций звукового поля во времени. Изменения мгновенных частот нормальных волн в рассматриваемом волноводе легко находятся дифференцированием по времени их фазы (22), что приводит к следующей связи между смещением мгновенной частоты ω и углом скольжения χ :

$$\begin{aligned} \omega &= kr \Omega \left(\frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \cos \Omega t + \frac{h_0}{H_0} \chi^2 \sin \Omega t \right) = \\ &= kr \Omega \sqrt{\left(\frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \right)^2 + \left(\frac{h_0}{H_0} \chi^2 \right)^2} \cos \left(\Omega t - \arctg \frac{h_0 c_0}{H_0 v_0 \cos \theta} \chi^2 \right). \end{aligned} \quad (25)$$

Отсюда видно, что мгновенная частота каждой нормальной волны испытывает под влиянием приливов гармонические колебания относительно частоты излучения, амплитуда которых увеличивается с увеличением номера волны и расстоянием до точки излучения.

Соотношение (25), в соответствии с общим выражением (13) и угловым спектром звукового поля (19), приводит к следующему виду усредненной мгновенной спектральной плотности сигнала:

$$F(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{\Gamma(m + 1/2)} \cdot \frac{U}{\sin \Omega t} \cdot (Z)^{m - 1/2} e^{-Z}, & Z > 0; \\ 0, & Z < 0, \end{cases} \quad (26)$$

где

$$Z = \frac{U\omega - \gamma \cdot \cos \Omega t}{\sin \Omega t}, \quad U = \frac{b}{kh_0 \Omega}, \quad \gamma = \frac{brv_0 \cos \theta}{h_0 c_0}.$$

Заданный выражением (26) спектр сигнала представляет собой функцию типа гамма-распределения, положение и ширина которой по оси частот совершают во времени гармонические колебания с частотой Ω . В моменты времени, соответствующие $\sin \Omega t = 0$,

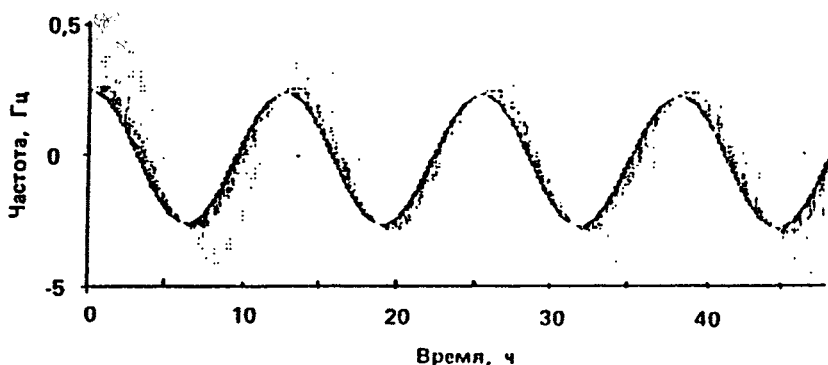


Рис. 1. Характер эволюции мгновенных спектров сигнала во времени

спектр вырождается в δ -функцию, смещенную относительно частоты излучения на величину $\omega = \pm kr \Omega \frac{v_0 \cos \theta}{c_0}$, определяемую только приливным течением. При $m = 0$, что соответствует расположению излучателя и приемника на большом удалении от границ волновода, зависимость $F(\omega)$ имеет интегрируемую особенность на линии $\omega = \gamma \cos \Omega t / U$. Характер изменения спектра $F(\omega, t)$ во времени, вычисленного для двух полных циклов прилива при $m = 1$, иллюстрирует рис. 1. Для того чтобы не загромождать рисунок резкими изменениями уровня, нормировка спектра выполнена не на полную энергию, а на максимум спектральной плотности. На рис. 2 представлены результаты экспериментальных измерений временной изменчивости спектра тонального сигнала частотой 100 Гц, проведенных на стационарной трассе длиной 33 км в районе со средней глубиной 200 м в условиях придонного звукового канала. По горизонтали на рисунке отложено время в секундах, а по вертикали — смещение частоты в миллигерцах. Уровень спектральной плотности отображен плотностью зачернения. Как можно видеть, наблюдается по крайней мере качественное согласие приведенной зависимости с характером изменений, описываемых выражением (26).

Таким образом, проведенный анализ показывает, что основная баротропная мода приливных колебаний водного слоя в условиях мелкого моря приводит к возникновению периодического смещения частоты распространяющегося в гидроакустическом волноводе сигнала и периодическому уширению его спектральной линии, причем первый из эффектов связан, в основном, с влиянием приливных течений, а второй — с изменениями глубины места. На не слишком

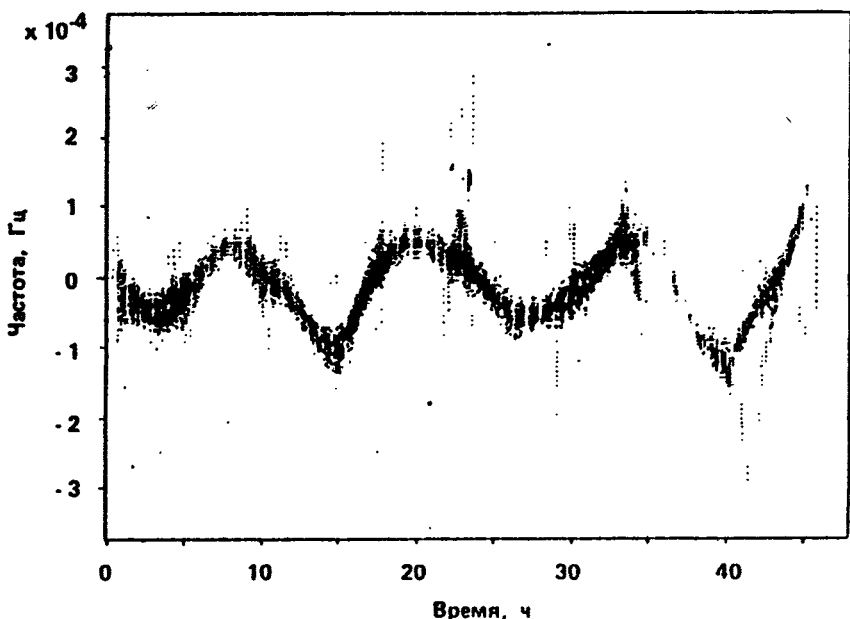


Рис. 2. Экспериментальные вариации спектра сигнала с частотой 105 Гц на стационарной трассе длиной 33 км при средней глубине места 200 м

больших дистанциях от излучателя роль обоих факторов может быть сравнимой по величине, однако на больших дистанциях влияние течений становится определяющим. Учет указанных особенностей искажений спектральных характеристик сигнала может быть полезен для повышения эффективности стационарных систем подводного видения в мелком море.

ЛИТЕРАТУРА

1. Флатте С. Распространение звука во флуктуирующем океане. М.: Мир, 1982, 336 с.
2. Журавлев В. А., Кобозев И. Х. и др. Фазовые флуктуации низкочастотных акустических волн, распространяющихся в придонном звуковом канале // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 6. С. 1212 - 1215.
3. Baer R. N., Jacobson M. J. Sound transmission in a channel with bilinear sound speed and environmental variations // J. Acoust. Soc. of Am. 1973. V. 54, № 1. P. 80 - 91.

4. *Steinberg J. C.* et al. Tixed-system studies of underwater acoustic propagation. // *J. Acoust. Soc. of Am.* 1972. V. 52, № 5 (part 2). P. 1521 - 1536.

5. *De-Ferrari H. A.* Effects of horisontally varying internal wavefields on multipath interference for propagation through the deep sound channel // *J. Acoust. Soc. of Am.* 1974. V. 56, № 1. P. 40 - 46.

6. *Dyson F., Munk W., Zetler B.* Interpretation of multipath scintillations Elenthera to Bermuda in terms of internal waves and tides // *J. Acoust. Soc. of Am.* 1976. V. 59, № 5. P. 1121.

7. *Stallworth Z. A., Jacobson M. J.* Acoustic propagation in an isospeed channel with uniform tidal current and depth change // *J. Acoust. Soc. of Am.* 1970. V. 58, № 1 (part 1). P. 382 - 391.

8. *Бреховских Л. М., Годин О. А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989.

9. *Бреховских Л. М.* Усредненное поле в подводном звуковом канале // *Акуст. журн.* 1965. Т. 11, № 2. С. 148 - 159.

10. *Грачев Г. А.* Особенности затухания сигналов в мелком море // *Акуст. журн.* 1983. Т. 29, № 2.

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМ АКУСТИЧЕСКОГО ВИДЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

А. Ю. Зорин, И. П. Смирнов, А. И. Хилько

ВВЕДЕНИЕ

В однородной среде достаточно просто удается предсказать направление, по которому осуществляется энергетическая связь между источником и приемником, а также время распространения сигнала. В плавнонеоднородных средах подобная задача значительно усложняется, поскольку энергия может распространяться между источником и областью наблюдения по множеству криволинейных траекторий. Примером является совокупность энергонесущих лучей, формирующих в природных плоскостных волноводах в атмосфере и океане каналы связи со сложной пространственной структурой [1–3]. Сложность пространственной структуры каналов распространения энергии в неоднородной среде проявляется и во временных характеристиках принятых сигналов. Так как длины различных лучей могут заметно отличаться, в точке приема вместо одного задержанного импульса, как это имеет место в однородной среде, будет наблюдаться большой набор импульсов, соответствующих различным лучевым траекториям. Такие импульсы могут как разделяться во времени, так и накладываться друг на друга, образуя сигналы со сложными временными распределениями.

Указанные явления играют существенную роль при реконструкции параметров неоднородностей океанических и атмосферных волноводов, осуществляемой на основе систем томографического мониторинга и звуковидения [4, 5]. В однородной среде расположение источников зондирующего поля, а также приемных систем определяется в основном удобством или реализуемостью той или иной схемы наблюдения. В слабонеоднородной, рефракционного типа

среде задача усложняется, поскольку необходимо найти такие положения источников и приемников, которые обеспечивают наблюдение в заданной области с учетом сложной пространственно-временной структуры каналов связи между источником, рассеивающими объектами и приемной системой. Яркой иллюстрацией отмеченных обстоятельств являются наблюдаемые в океане области тени (как для приемника, так и для источника), которые не связаны энергонесущими траекториями с источником или приемником. Наличие локальных неоднородностей в таких областях практически никак не сказывается на параметрах принятых зондирующих сигналов. Можно, таким образом, считать, что поле зрения системы наблюдения или видения является неоднородным. Знание потерь при распространении, с помощью которых характеризуют океанические и атмосферные волноводы, позволяет в определенной степени судить о формировании поля зрения системы наблюдения, в основном с точки зрения структуры поля засветки [6, 7]. Вместе с тем, для получения более полной информации о поле зрения системы наблюдения необходимо как бы наложить друг на друга две пространственные структуры потерь при распространении: для источника и приемника [8]. Однако такого рода полуинтуитивные оценки структуры поля зрения существенно усложняются в случае, когда используются множества источников и приемников, что важно и необходимо при построении томографических систем наблюдения в океанических и атмосферных волноводах для селекции лучевых и модовых структур [9–11]. Еще более трудно из простых соображений определить важную с практической точки зрения связь пространственной структуры поля зрения с временной структурой принятых сигналов [12, 13]. Применение таких зависимостей при использовании комбинирования временного стробирования и совместной обработки наборов вертикально разнесенных источников и приемников становится актуальным, с одной стороны, как основа "дифференциальной" томографии, а с другой — как возможность подавления помех, возникающих из-за нестационарности и случайных неоднородностей среды; в частности поля прямой засветки (метод "темного поля" в приложении к океаническим волноводам) [14–16].

Затронутый выше круг проблем, связанных с построением систем акустического видения в океанических и атмосферных волноводах, приводит к формулировке задачи об оптимальном выборе параметров системы наблюдения в плавнонеоднородных плоскостных волноводах, каковыми являются волноводы геофизической природы, а также встречающиеся в оптике и СВЧ-технике планарные волноводы. Отметим, что к настоящему моменту сформировалось бурно развивающееся направление исследований, касающееся синтеза и анализа волноводных структур поля, которые, по сущест-

ву, сводятся к построению оптимальных пространственно-временных алгоритмов, включая разработку оптимальных конфигураций приемно-излучающих антенн, которые позволяют сконцентрировать энергию в заданную область неоднородной среды, что в принципе обеспечивает приемлемое пространственное разрешение в определенном пространственном интервале [17, 18]. Подобные исследования применимы, в основном, либо к системам наблюдения с совмещенными источником и приемником, либо к задачам эмиссионной томографии. В случае, когда наблюдаемые неоднородности в рефракционных волноводах имеют большие волновые размеры, наиболее выгодно с энергетической точки зрения осуществлять наблюдения в просветном направлении [19, 20]. Для выяснения потенциальных возможностей такого рода систем необходимо решать внутреннюю дифракционную задачу для неоднородного и плоско-слоистого волновода [21], а уже на основе решения этой задачи находить оптимальное расположение источников и приемников, позволяющих строить пространственное распределение различных характеристик неоднородностей (изображение) в заданной области неоднородной среды.

В настоящей работе предложены методы выбора оптимальных параметров систем акустического видения в неоднородных средах типа рефракционных плоско-слоистых волноводов. В частности, осуществлена классификация ряда задач оптимизации параметров системы наблюдения на основе решения задачи рассеяния на телах в плоско-слоистых рефракционных волноводах. Введены и рассчитаны карты трансляционных характеристик неоднородной среды, которые можно вычислить заранее и использовать в качестве априорной информации при решении задач оптимизации, и, наконец, представлена методика и результаты оптимизации системы видения, состоящей из набора вертикально расположенных источников и приемников. В заключение обсуждаются ограничения используемых методов, а также возможные способы их развития и применения.

1. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯ В ПЛАВНО НЕОДНОРОДНЫХ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДАХ

Как уже было отмечено, для последовательного анализа эффективности и оптимальности систем гидроакустического видения необходимо разработать адекватный инструмент, позволяющий оценить чувствительность структуры пространственно-временных каналов связи между источником, рассеивающей неоднородностью и прием-

ной системой к изменению параметров неоднородности, а также к вариациям положения пространственно локализованных неоднородностей. С учетом подобного рода расчетов попытаемся построить карты трансляционных характеристик неоднородной среды, воспользовавшись для этого тестирующим пробным телом, с помощью которого будем опробировать различные области наблюдаемого участка среды (поля зрения). Для расчетов воспользуемся геометрической теорией дифракции (ГТД) [1–3], что накладывает некоторые ограничения на волновые размеры характерных масштабов изменчивости плавнонеоднородной среды. Не останавливаясь на деталях, отметим, что развиваемые ниже методы, с учетом соответствующих приближений [3], могут быть распространены и на низкочастотный случай, когда поле удобнее рассчитывать с помощью модового подхода.

Пусть в плавнонеоднородной среде находится точечный источник звука S и присутствует сильная локальная неоднородность (тело), характерные размеры которой малы в сравнении с масштабом изменения поля источника. В ГТД полное поле в точке наблюдения R может быть записано в виде

$$u = \sum_{n_1} A_{n_1} e^{ikS_{n_1}} + k^{-1} \sum_{n_2} \bar{A}_{n_2} e^{ikS_{n_2}} + (k^{-1})^2 \{...\} = u_0 + u_1 + \dots, \quad (1)$$

где первая группа слагаемых u_0 описывает поле (A_n — амплитуда, S_n — фаза, k — волновое число) в рамках приближения геометрической акустики и включает помимо прямых волн, приносимых из точки S в точку R по криволинейным трассам в среде (лучам), волны, отраженные (преломленные) локальной неоднородностью. Вторая группа слагаемых u_1 описывает дифракционные поправки первого по степеням k^{-1} порядка. В ней можно выделить две подгруппы. Первая описывает дифракционные эффекты в прямой волне (поперечная диффузия амплитуд, дифракция волны на границах сред и т. д.). Вторая связана с дифракцией поля на локальной неоднородности и представлена дифракционными волнами различных типов [1–3].

1.1. Задача нацеливания

Для нахождения указанных полей необходимо прежде всего построить соответствующие приносящие их лучи. Простой перебор лучей, обычно используемый при определении прямого поля, здесь малопригоден, так как при достаточно малых размерах неоднородности требует очень большого объема вычислений. Грубые оценки,

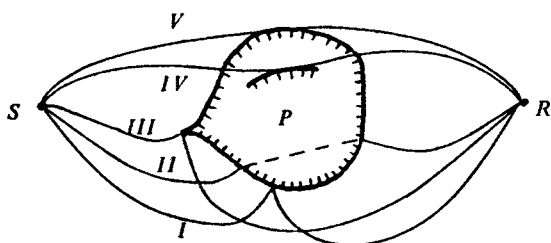


Рис. 1. Схема расположения источника S , приемника R и рассеивающего тела P с совокупностью отраженных (I), преломленных (II), дифрагированных на особенностях поверхности (III), (IV) и соскальзывающих (V) волн

подтверждающиеся в численных экспериментах, показывают, что этот объем растет пропорционально x/R , где x — длина трассы, R — характерный размер неоднородности.

При малых размерах неоднородности более эффективны специальные методы нацеливания. Изложим здесь один такой метод [23]. Так как вне локальной неоднородности траектория любого луча подчиняется обычным законам геометрической акустики (принцип Ферма), то задачу нацеливания можно ставить как задачу отбора тех пар лучей, соединяющих в неоднородной среде точки S и R с поверхностью отражателя, которые в общей точке соприкосновения с поверхностью удовлетворяют соответствующим "условиям сопряжения". Последние определяются типом луча.

Так, для луча I (см. рис. 1), отвечающего отраженной от поверхности волне, условие сопряжения имеет вид

$$N = - \frac{t_S + t_R}{[2(1 + \langle t_S, t_R \rangle)]^{1/2}}, \quad (2)$$

где $t_{S,R}$ — направления лучей в точке отражения, N — внешняя нормаль к поверхности в этой точке, $\langle . . . \rangle$ — скалярное произведение векторов.

Однократно преломленную на неоднородности волну II характеризует следующий набор условий сопряжения:

$$N_1 = \left(\frac{1}{n_1} t_1 - q_1 \right) / \left\| \frac{1}{n_1} t_1 - q_1 \right\|, \quad N_2 = \left(\frac{1}{n_2} t_2 - q_2 \right) / \left\| \frac{1}{n_2} t_2 - q_2 \right\|, \quad (3)$$

где $N_{1,2}$ — внешние нормали к поверхности, $n_{1,2}$ — отношения показателей преломления в точках выхода луча.

Условия сопряжения для дифракционной волны III, возникающей на острие конуса K , имеют вид $t_{S,R} \in -K$.

Для дифракционной волны IV, возникающей на кромке L , условия сопряжения следующие:

$$\langle e, t_S \rangle + \langle e, t_R \rangle = \langle e, t_S + t_R \rangle = 0, \quad (4)$$

где e — вектор направления кромки в точке касания луча.

Наконец, для волны "соскальзывания" V , связанной с дифракцией волны на поверхности гладкого тела, набор условий сопряжения можно записать в виде

$$\langle N, t_S \rangle = 0, \langle N, t_R \rangle \geq 0, \langle N, t_S, t_R \rangle = 0,$$

где N — внешняя нормаль к поверхности в точке соскальзывания, $\langle \cdot, \cdot, \cdot \rangle$ — смешанное произведение векторов. Отсюда нетрудно найти нормаль

$$N = (-t_S \langle t_S, t_R \rangle + t_R) / \|[t_S, t_R]\|, \quad (5)$$

Если направления лучей $t_{S,R}$ в точке соприкосновения с поверхностью известны, то для волн I, V можно определить нормаль в этой точке и тем самым ограничить множество точек поверхности, в которых может реализоваться соответствующий тип волны. Для преломленной волны II нормали $N_{1,2}$ могут быть найдены из системы уравнений (3) после исключения из нее неизвестных векторов $q_{1,2}$, для чего необходимо привлечение дополнительных сведений о внутренней структуре неоднородности. Для дифракционной волны IV уравнение (4) позволяет сузить множество возможных направлений кромки e и тем самым сузить множество точек кромки, в которых может реализоваться волна. Наконец, из всех острых точек поверхности легко могут быть отобраны те, в которых выполнены условия сопряжения.

Сужение множества возможных точек поверхности, в которых могут реализоваться соответствующие типы волн, позволяет значительно ускорить решение задачи нацеливания. Достаточно теперь осуществить нацеливание в подозрительную точку и проверить для полученной пары лучей выполнение всех необходимых условий.

Однако очевидно, что для произвольных неоднородных сред и локальных неоднородностей не существует универсального алгоритма априорного определения направлений $t_{S,R}$ в точках соприкосновения. Тем не менее, если характерный размер неоднородности значительно меньше масштабов изменчивости полей, создаваемых в окрестности неоднородности точечными источниками, размещаемыми в точках S и R , то в качестве приближений для указанных

направлений могут быть взяты направления $t_{S,R}^*$ лучей, соединяющих точки S, R с некоторой заранее выбранной точкой P^* неоднородности. (Данные условия реализуются вдали от каустических поверхностей систем лучей, а также поверхностей раздела сред. Анализ особенностей, связанных с учетом указанных явлений, можно найти в работах [1, 22]). Можно предложить следующую итерационную процедуру нацеливания: 1) построение лучей, соединяющих точки S, R с точкой P^* ; 2) определение направлений $t_{S,R}^*$ лучей в этой точке; 3) нахождение по $t_{S,R}^*$ приближенных значений нормали N^* (направления e^*) в точке соприкосновения; 4) отбор точек поверхности с найденными значениями нормали; 5) нацеливание в отобранные точки и проверка необходимых условий для вновь построенных пар лучей; если все условия выполнены, то параметры этих лучей можно использовать как новые приближения для истинных их значений и т. д.

В качестве примера рассмотрим задачу нацеливания на поверхность эллипсоида малых размеров, считая его акустически однородным ($n_1 = n_2 = n, q_1 = -q_2$). Выберем в качестве точки P^* центр эллипсоида и поместим здесь начало декартовой системы координат. Радиус-вектор произвольной точки поверхности эллипсоида можно выразить через нормаль N в этой точке:

$$r = g(N) \equiv (a^2 N_x i + b^2 N_y j + c^2 N_z k) (a^2 N_x^2 + b^2 N_y^2 + c^2 N_z^2)^{-1/2},$$

где i, j, k — орты декартовой системы, (a, b, c) — полуразмеры эллипсоида по соответствующим осям.

Пусть $t_{S,R}^*$ — направления лучей, приходящих в точку P^* . Из (2) находим точку поверхности, соответствующую отраженному лучу

$$r_0 \approx g\{- (t_S^* + t_R^*) / [2(1 + \langle t_S^*, t_R^* \rangle)]^{1/2}\},$$

и из (5) — точку соскальзывания дифракционного луча

$$r_c \approx g\{(t_R^* - t_S^* \langle t_S^*, t_R^* \rangle) / \|[t_S^*, t_R^*]\|\}.$$

Для нахождения точек поверхности, отвечающих преломленному лучу, дополним систему уравнений (3) уравнением

$$r = [g(N_2) - g(N_1)] / \|g(N_2) - g(N_1)\| \equiv F(N_1, N_2),$$

связывающим направление q между произвольными точками поверхности с нормальными N_1, N_2 соответственно. В итоге получаем систему нелинейных уравнений

$$N_1 \left\| \frac{1}{n} t_S^* - F(N_1, N_2) \right\| = \frac{1}{n} t_S^* - F(N_1, N_2),$$

$$N_2 \left\| \frac{1}{n} t_R^* + F(N_1, N_2) \right\| = \frac{1}{n} t_R^* + F(N_1, N_2)$$

для определения искоемых точек выхода лучей: $r_{1,2} \approx g(N_{1,2})$.

Численные эксперименты, реализующие предложенную выше итерационную процедуру нацеливания, проводились нами для случая билинейного звукового канала и локальной неоднородности в форме малого эллипсоида. Эксперименты показывают практическую пригодность алгоритма: в случае существования луча итерационный процесс сходится к нему с геометрической скоростью; при его отсутствии процесс заикликивается, что легко отслеживается. Выигрыш во времени нацеливания по сравнению с методом прямого перебора обратно пропорционален размерам эллипсоида.

1.2. Расчет амплитуд

Следующим этапом расчета рассеянного поля после решения задачи нацеливания является определение амплитуд полей, приносимых отдельными лучами [24]. Согласно ГТД [1, 2] амплитуды дифракционных полей в точке приема рассчитываются по формулам

$$A_d = A_{\text{пад}} \cdot S(t_S, t_R) \frac{1}{|J|^{1/2}},$$

где $A_{\text{пад}}$ — амплитуда падающей волны, J — якобиан преобразования, пропорциональный площади поперечного сечения лучевой трубки, приносящей поле в точку приема из точки падения, $S(\cdot)$ — коэффициент дифракции.

В аналогичной форме можно представить отраженное и преломленное поля. Рассчитаем, например, интенсивность волны, отраженной от гладкой криволинейной поверхности, помещенной в неоднородную горизонтально стратифицированную среду (рис. 2). В качестве лучевых координат выберем полярный (θ) и азимутальный (φ) углы выхода из источника S , помещенного в начало координат, и натуральный параметр l , равный длине луча до текущей точки $r(\theta, \varphi, l)$. Данная система координат хорошо согласуется с пространственной формой луча (но не формой отражающей поверхности). Если ввести в рассмотрение лучевую функцию $R(M, q, l) \equiv (X, Y, Z)$, описывающую траекторию луча, выходящего из произвольной точки $M(x, y, z)$ в направлении $q = (\cos \beta \cos \gamma, \cos \beta \sin \gamma, \sin \beta)$, то, учитывая стратифицирован-

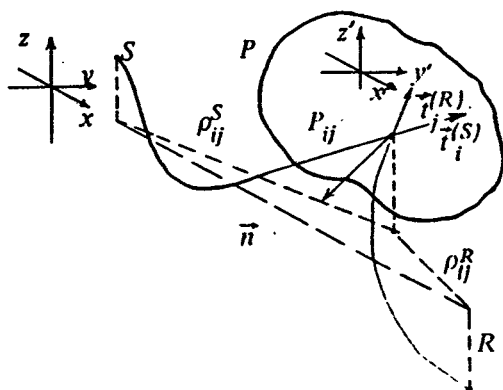


Рис. 2. Система лучевых координат при расчете полей, рассеянных криволинейной поверхностью

ность среды, можно найти производные этой функции

$$R'_1 = t, \quad R'_2 = (k - t_z t) \left(\frac{\partial z^{(p)}}{\partial z} - 1 \right),$$

$$R'_\beta = (k - t_z t) \frac{\partial z^{(p)}}{\partial \beta}, \quad R'_\gamma = \rho e_\gamma, \quad (6)$$

необходимые для расчета лучевой трубки. Здесь $\rho = (X^2 + Y^2)^{1/2}$, t — направление луча в текущей точке, $e_\gamma = \frac{1}{\rho}(-Y, X, 0)$ — направление, ортогональное плоскости луча, $z^{(p)}$ — вертикальная координата точки луча, лежащей на поверхности $\rho = \text{const}$.

Используя лучевую функцию, запишем семейство отраженных лучей в виде

$$r(\theta, \varphi, l) = O(\theta, \varphi) + R(P(\theta, \varphi), q(\theta, \varphi), l - l(\theta, \varphi)), \quad (7)$$

где $O(\theta, \varphi) = R(0, l^0, l(\theta, \varphi))$ — радиус-вектор точки $P(\theta, \varphi)$ отражения луча от поверхности.

Пусть W — мощность ненаправленного источника S . Тогда интенсивность волны I , приходящей в точку приема R по лучевой трубке, отраженной от поверхности, имеет вид

$$I = |\Gamma|^2 \frac{W}{4\pi} \frac{t_1^0}{|D|}, \quad D = \langle r'_\theta, r'_\varphi, r'_l \rangle, \quad (8)$$

где Γ — коэффициент Френеля в точке отражения.

Вычисляя в соответствии с (6), (7) якобиан D , получаем для него

следующее представление в виде смешанного произведения

$$D = \langle f_1 \frac{\partial z^{(p_1)}}{\partial \theta} + k [f_{1z} \frac{\partial z^{(p_1)}}{\partial \theta} (\frac{\partial z^{(p_2)}}{\partial z} - 1) + \frac{\partial z^{(p_2)}}{\partial \beta} \frac{\langle q'_\theta, k \rangle}{q_\perp}] + \rho_2 e_\gamma \frac{\langle q'_\theta, e_\gamma \rangle}{q_\perp}, \rho_1 f_2 + k [f_{2z} \rho_1 (\frac{\partial z^{(p_2)}}{\partial z} - 1) + \frac{\partial z^{(p_2)}}{\partial \beta} \frac{\langle q'_\varphi, k \rangle}{q_\perp}] + \rho_2 e_\gamma \frac{\langle q'_\varphi, e_\gamma \rangle}{q_\perp}, T \rangle, \quad (9)$$

где

$$f_1 = k - \frac{n_z}{n_t} t, \quad t_2 = e_\varphi - \frac{n_\varphi}{n_t} t$$

— касательные векторы линий пересечения координатных плоскостей $\varphi = C_1$, $\theta = C_2$ с поверхностью в точке отражения; t , $q = t - 2n_t n$ — направления падающего и отраженного лучей соответственно. По дериационным формулам Вейнгартена [1, 2] в точке отражения

$$\frac{\partial n}{\partial \theta} = k_{11}^* O'_\theta + k_{12}^* O'_\varphi = k_{11} f_1 + k_{12} f_2, \quad k_{11} = k_{11}^* \frac{\partial z^{(p_1)}}{\partial \theta}, \quad k_{12} = k_{12}^* \rho_1,$$

$$\frac{\partial n}{\partial \varphi} = k_{21}^* O'_\theta + k_{22}^* O'_\varphi = k_{21} f_1 + k_{22} f_2, \quad k_{21} = k_{21}^* \frac{\partial z^{(p_1)}}{\partial \theta}, \quad k_{22} = k_{22}^* \rho_1,$$

где коэффициенты $k_{11}^* + k_{22}^*$ известным образом выражаются через коэффициенты 1-й и 2-й квадратичных форм поверхности. Отсюда можно найти использующиеся в (9) производные

$$q'_\theta = \left[\frac{1}{t_\perp} - f_{1t} \frac{d}{dz} (\ln c) \frac{\partial z^{(p_1)}}{\partial \theta} \right] (f_1 - f_{1t} q) - 2(k_{11} m_1 + k_{12} m_2),$$

$$q'_\varphi = t_\perp (f_2 - f_{2t} q) + \rho_1 f_{2t} (f_{1t} q - f_1) \frac{d}{dz} \ln c - 2(k_{21} m_1 + k_{22} m_2), \quad (10)$$

где $m_1 = n_t f_1 + f_{1t} n$, $m_2 = n_t f_2 + f_{2t} n$.

После подстановки (10) в (9) и (8), находим интенсивность в точке приема.

Учитывая громоздкость общего выражения, рассмотрим некоторые характерные частные случаи.

1. **Рассеяние на азимутально-симметричной поверхности (горе).**
 При отражении от поверхности, заданной уравнением $F(\rho, z) = 0$, векторы n, t, q, T лежат в плоскости луча $\varphi = \text{const}$. Поэтому векторы f_1, f_2 направлены вдоль главных направлений кривизны поверхности, $k_{11}^* = -k_1, k_{12}^* = k_{21}^* = 0, k_{22}^* = -k_2 = -n_\perp \rho_1^{-1}$, где k_1 — кривизна нормального сечения поверхности плоскостью луча. После подстановки в (8) получим

$$I = |\Gamma|^2 \frac{W}{4\pi} \frac{t_\perp^0}{T_1} \cdot \frac{1}{\rho \left| \frac{\partial z^{(\rho)}}{\partial \theta} \right|}, \quad \rho = \rho_1 + \rho_2,$$

что и следовало ожидать из соображений симметрии. С другой стороны, для лучей с малыми углами скольжения из (8)–(10) можно получить следующее асимптотическое при $k_1 \rightarrow \infty$ выражение для интенсивности

$$I \approx |\Gamma|^2 \frac{W}{8\pi} \left| \frac{q_n}{q_\perp} \right| F_1 F_2 \frac{1}{\rho_1 \rho_2} \frac{1}{\rho |k_1|}, \quad (11)$$

где

$$F_1 = \frac{c_S \rho_1}{c \left| \frac{\partial z^{(\rho_1)}}{\partial \theta} \right|}, \quad F_2 = \frac{c \rho_2}{c_R \left| \frac{\partial z^{(\rho_2)}}{\partial \beta} \right|}$$

— факторы вертикальной фокусировки лучей, приходящих в точку отражения из точек S и R соответственно. Учитывая, что интенсивность падающего на поверхность поля равна $(W/4\pi) F_1 / \rho_1^2$, а якобиан преобразования для лучевой трубки, соединяющей точки R и P , равен ρ_2^2 / F_2 , представим (11) в виде

$$I = I_{\text{пад}} S^2 \frac{1}{|J|},$$

где множитель

$$S^2 = \frac{1}{2} |\Gamma|^2 \left| \frac{q_n}{q_\perp} \right| \frac{1}{(\rho_1^{-1} + \rho_2^{-1}) |k_1|} \quad (12)$$

аналогичен коэффициенту дифракции в случае отраженной волны (в дальнейшем будем называть его коэффициентом отражения от криволинейной поверхности).

2. Рассеяние на произвольной поверхности в однородной среде.

В однородной среде $\frac{\partial z^{(\rho_2)}}{\partial z} = 1$, $\frac{\partial z^{(\rho_1)}}{\partial \theta} = \frac{\rho_1}{t_1^2}$, $\frac{\partial z^{(\rho_2)}}{\partial \beta} = \frac{\rho_2}{q_1^2}$ и выражение

(8) приводится к виду

$$I = |\Gamma|^2 \frac{W}{4\pi} \frac{1}{|(l_1 + l_2)^2 + 2l_1l_2(l_1 + l_2) \left(\frac{k_1}{q_n} + k_2q_n\right) + 4l_1^2l_2^2K|}, \quad (13)$$

где k_1 — кривизна нормального сечения поверхности плоскостью векторов t , q ; k_2 — кривизна нормального сечения поверхности ортогональной плоскостью; K — полная (гауссова) кривизна поверхности в точке отражения; $l_{1,2}$ — расстояния от точек S , R до точки P соответственно. Учитывая, что интенсивность падающего поля равна $W / (4\pi l_1^2)$, а якобиан $J = l_2^2$, получим для коэффициента отражения в этом случае выражение

$$S^2 = |\Gamma|^2 |(l_1^{-1} + l_2^{-1})^2 + 2(l_1^{-1} + l_2^{-1}) \left(\frac{k_1}{q_n} + k_2q_n\right) + 4K|^{-1}. \quad (14)$$

Отметим, что формула (13) для интенсивности отраженной от криволинейной границы раздела однородных сред волны была впервые получена в работах Фока [1].

3. Отражение от поверхности большой полной кривизны. Приведем асимптотическое при $K \rightarrow \infty$ выражение для интенсивности отраженной волны в произвольной стратифицированной среде. Из (8)–(10) получаем при $K \rightarrow \infty$

$$I \approx |\Gamma|^2 \frac{W}{4\pi} \cdot \frac{F_1 F_2}{4\rho_1^2 \rho_2^2} \cdot \frac{1}{|K|}, \quad (15)$$

откуда следует, что для коэффициента отражения справедлива асимптотическая формула

$$S^2 \approx \frac{|\Gamma|^2}{4|K|}. \quad (16)$$

Аналогичные представления могут быть получены и для преломленных волн [3, 23]. В качестве иллюстрации работоспособности изложенных методов на рис. 3 приведена зависимость интенсивности рассеянного поля для различных ориентаций эллипсоида в билинейном волноводе $\{c_i z_i\} \rightarrow \{1,5 \frac{\text{КМ}}{\text{с}}, 0; 1,47 \frac{\text{КМ}}{\text{с}}, -0,2 \text{ км}; 1,55 \frac{\text{КМ}}{\text{с}}, -3 \text{ км}\}$ при фиксированных источнике и приемнике.

Выше развиты методы расчета сигналов, рассеянных пробными

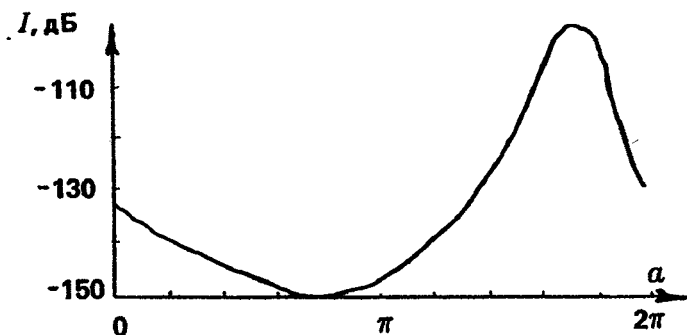


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеянного эллипсоидом поля от его ориентации в билинейном волноводе для фиксированных положений источника и приемника

телами в плоскостойких волноводах рефракционного типа. При рассмотрении некоторые проблемы, в частности связанные с учетом многократного рассеяния на телах вблизи стенок волновода, а также с более точным расчетом полей вблизи каустик, были опущены ввиду ограниченности объема работы. Следует отметить, что указанные проблемы могут быть решены на основе более точной теории, причем основные выводы настоящего анализа существенно не изменятся.

Полученные выражения позволяют выполнить расчеты по оптимизации систем видения с использованием трансляционных карт, которые можно получить с использованием расчетов полей, рассеянных пробными, в том числе изотропно рассеивающими, телами.

2. ПОСТАНОВКА И АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ОПТИМАЛЬНОГО ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ

Рассмотрим некоторые из оптимизационных задач акустического видения, в том числе основанные на использовании карт трансляционных характеристик среды, в частности коэффициента анизотропии (КА) и коэффициента энергетической связи (КЭС). Следует отметить, что рассмотренные оптимизационные задачи видения не исчерпывают широкий круг проблем оптимизации систем видения в неоднородных средах. В настоящем исследовании, например, практически не затронуты задачи оптимизации систем мониторинга, связанные с временными характеристиками сигналов и основанные на использовании временных трансляционных характеристик не-

днородных сред, таких как среднее время распространения сигнала, затягивание импульсных сигналов, вероятность нормального прихода сигналов и вероятность разделения прямого и рассеянного сигналов [8, 12].

2.1. Суммарная интенсивность отраженной волны

Для полной интенсивности отраженной от локальной неоднородности волны получим

$$I = \frac{W}{4\pi} \sum_{i,j} \frac{F_{ij}^{(1)} S_{ij} F_{ij}^{(2)}}{(\rho_{ij}^{(1)} \rho_{ij}^{(2)})^2}, \quad (17)$$

где производится некогерентное суммирование полей, приносимых всеми лучами, которые попадают в точку R после отражения от поверхности неоднородности; S_{ij} — коэффициент отражения в соответствующей точке.

Если размеры неоднородности малы, то $\rho_{ij}^{(1)} \approx \rho_1$, $\rho_{ij}^{(2)} \approx \rho_2$. Кроме того, в достаточно общей ситуации можно произвести разбиение всего множества лучей, соединяющих источник S с поверхностью тела на конечное число непересекающихся классов лучей. Лучи одного класса незначительно отличаются друг от друга и являются результатом расщепления луча, соединяющего точку S с некоторой "центральной" точкой P^* тела. Аналогичное разбиение по классам можно выполнить и для системы лучей, соединяющих точку R с поверхностью неоднородности. Для соответствующих факторов фокусировки при этом имеем $F_{ij}^{(1)} \approx F_i^{(1)}$, $F_{ij}^{(2)} \approx F_j^{(2)}$, где $F_i^{(1)}$, $F_j^{(2)}$ — параметры центральных лучей.

Свяжем с телом некоторую "вмороженную" в него декартову систему координат $X' Y' Z'$. Пусть n'_1, n'_2, n'_3 — координаты направления в этой системе. Функция $S(n') = S(n'_1, n'_2, n'_3)$ (если точек поверхности с нормалью n более одной, то функция $S(n')$ равна сумме коэффициентов отражения по всем таким точкам) характеризует рассеивающую поверхность в связанной с ней системе координат (например, для эллипсоида вращения ($a = b$) для коэффициента (16) $S(n') = a^2 c \{ a^2 [(n'_1)^2 + (n'_2)^2] + c^2 (n'_3)^2 \}^{-1/2}$). Используя эту функцию, выразим интенсивность (17) для случая идеального отражателя ($|\Gamma_{ij}| \equiv 1$).

Пусть U — унитарная матрица преобразования от связанной со средой декартовой системы координат XYZ к системе $X' Y' Z'$. Тогда

$$S_{ij} = S(U n_{ij}), \quad n_{ij} = \frac{-(t_i^{(1)} + t_j^{(2)})}{[2(1 + \langle t_i^{(1)}, t_j^{(2)} \rangle)^{1/2}],}$$

где $t_i^{(1)}, t_j^{(2)}$ — направления лучей в точке отражения. В итоге для полной интенсивности отраженной волны получаем

$$I = \frac{W}{4\pi} \frac{1}{(\rho_1 \rho_2)^2} \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} S(U n_{\alpha}), \quad (18)$$

где $\alpha = (ij)$, $\mathcal{F}_{\alpha} = F_i^{(1)} F_j^{(2)}$.

Определяемая этой формулой интенсивность является функционалом на множестве параметров задачи

$$I = I(O_S, O_R, O_P, S(\cdot), U),$$

где $O_{S,R,P}$ — векторы расположения источника, приемника и отражателя соответственно, $S(\cdot)$ — функция поверхности отражателя, U — матрица, определяющая его ориентацию в пространстве.

Рассмотрим некоторые задачи об оптимальном выборе указанных параметров, доставляющих экстремальные значения интенсивности. Целью рассмотрения является постановка, классификация, качественный и количественный анализ задач. Особое внимание уделяется выявлению тех факторов, которые оказывают существенное влияние при решении той или иной оптимизационной задачи.

2.2. Задача выбора оптимальной формы отражателя

При постановке задачи о выборе оптимальной формы отражателя все параметры, за исключением функции $S(\cdot)$, считаются заданными:

$$I = I(S(\cdot)) \rightarrow \text{extr.} \\ S(\cdot)$$

Очевидно, что вместо $S(\cdot)$ можно искать оптимальную функцию $f(n) = S(Un)$, через которую легко определяется исходная функция $S(n) = f(U^{-1}n)$. Таким образом, задача эквивалентна следующей:

$$\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} f(n_{\alpha}) \rightarrow \text{extr.}$$

Здесь $\{\mathcal{F}_{\alpha}, n_{\alpha}\}$ — заданный набор параметров, \mathcal{F} — функциональный класс, в котором ищется решение. Этот класс должен быть доста-

точно широк, чтобы задача имела решение, и в то же время достаточно узок, чтобы удовлетворять условиям физической реализуемости решения, а также условиям соответствия тем рамкам, в которых производилась постановка задачи.

Поставим, например, задачу в рамках приближения (16) для коэффициента отражения. Требуется найти гладкую выпуклую замкнутую поверхность в R^3 $r = r(u, v)$, для которой экстремальна сумма

$$\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} |K_{\alpha}|^{-1},$$

где K_{α} — полная кривизна поверхности в той ее точке, где внешняя нормаль имеет заданное значение n_{α} . При этом площадь поверхности следует считать заданной, а ее кривизна в произвольной точке должна удовлетворять двусторонним ограничениям: $0 < \delta_1 \leq K_{\alpha} \leq \delta_2$, где $\delta_{1,2}$ — заданные числа.

Подобная задача является по своей постановке задачей вариационного исчисления неклассического типа (задачей оптимального управления). Существенной особенностью ее, значительно усложняющей решение, является то, что точки поверхности, в которых происходит отражение, априори неизвестны.

Приведем полную формулировку задачи в плоском ее варианте:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_1 = \rho_2 \\ \dot{\rho}_2 = \rho_1 + 2\rho_1^{-1}\rho_2^2 - (\rho_1^2 + \rho_2^2)^{3/2}\rho_1^{-1}U, \quad 0 \leq \varphi < 2\pi \\ \int_0^{2\pi} (\rho_1^2 + \rho_2^2)^{1/2} d\varphi = l, \quad 0 < \bar{\delta}_1 \leq U \leq \bar{\delta}_2, \\ \rho_1(0) = \rho_1(2\pi), \quad \rho_2(0) = \rho_2(2\pi) \\ \rho_1 \cos\varphi + \rho_2 \sin\varphi - (\rho_1^2 + \rho_2^2) \cos\varphi n_{\alpha}^{(1)} \Big|_{\varphi = \varphi_{\alpha}} = 0 \\ \rho_2 \cos\varphi - \rho_1 \sin\varphi - (\rho_1^2 + \rho_2^2) \sin\varphi n_{\alpha}^{(2)} \Big|_{\varphi = \varphi_{\alpha}} = 0 \\ 0 \leq \varphi_{\alpha} < 2\pi, \quad \alpha = \overline{1, \alpha_0}; \quad \sum \mathcal{F}_{\alpha} U^{-1}(\varphi_{\alpha}) \rightarrow \text{extr.} \end{array} \right.$$

Здесь $\rho = \rho_1(\varphi)$ — уравнение границы отражателя в полярной системе координат, $(n_{\alpha}^{(1)}, n_{\alpha}^{(2)})$ — заданный набор нормалей, l — длина границы.

2.3. Задача оптимальной ориентации отражателя

Задача состоит в выборе унитарной матрицы U , определяющей ориентацию отражателя в пространстве, доставляющей экстремаль-

ное значение интенсивности

$$I = I(U) \rightarrow \underset{U}{\text{extr.}}$$

Подобная задача относится к классу задач математического программирования. Параметризуя множество ориентаций $\{U\}$ двумя скалярными параметрами t_1, t_2 , (например, углами Эйлера), выпишем необходимые условия экстремума в виде системы уравнений

$$\partial I / \partial t_1 = \sum_{\alpha} \langle U_1^* \nabla S, \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha} \rangle = 0,$$

$$\partial I / \partial t_2 = \sum_{\alpha} \langle U_2^* \nabla S, \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha} \rangle = 0,$$

где $U_{1,2} = \partial U / \partial t_{1,2}$, а звездочка означает транспонирование.

Отметим следующее важное обстоятельство. Если в данной точке расположения отражателя вектор $\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha}$ мал по величине, то мал и градиент функционала

$$(\nabla I)_i = \sum_{\alpha} \langle U_i^* \nabla S, \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha} \rangle \approx \langle U_i^* \overline{\nabla S}, \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha} \rangle \approx 0, i = 1, 2$$

(значение $\overline{\nabla S}$ взято в некоторой промежуточной точке). Это означает, что в данной точке интенсивность (18) слабо зависит от ориентации отражателя. Напротив, при большом значении вектора $\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha}$

величина градиента ∇I существенно зависит от ориентации U , и, следовательно, относительные вариации интенсивности при изменении ориентации отражателя велики.

Таким образом, скалярный параметр

$$\delta = \left| \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} n_{\alpha} / \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} \right| \quad (19)$$

принимающий свои значения в интервале $[0,1]$, может служить мерой зависимости отраженного сигнала от ориентации отражателя, помещенного в данную точку среды: чем больше δ , тем выше эта зависимость. Параметр δ , называемый далее коэффициентом анизотропии (КА) [3], не зависит от параметров отражателя, а определяется исключительно свойствами среды. Его геометрический смысл — степень неравномерности освещения отражателя с различных направлений в пространстве.

Рассмотрим задачу определения параметра, характеризующего степень равномерности освещения точки, более широко. Пусть поверхность сферы в пространстве освещается с направлений n_1, n_2, \dots, n_k , причем интенсивность потока, падающего в направлении n_j , пропорциональна \mathcal{F}_j . Освещенность точки сферы с внешней нормалью \mathbf{S} определим по формуле

$$\Phi = \left| \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} \chi(\langle n_{\alpha}, \mathbf{S} \rangle) \right|,$$

где $|\chi(U)| \leq |U|$ – заданная функция. Поскольку $\Phi \leq \sum \mathcal{F}_{\alpha}$, то можно ввести понятие относительной освещенности точки сферы \mathbf{S} с направлений n_1, \dots, n_k

$$\delta\Phi(\mathbf{S}) = [\Phi(\mathbf{S})] / (\sum \mathcal{F}_{\alpha}) = \left| \frac{\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} \chi(\langle n_{\alpha}, \mathbf{S} \rangle)}{\sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha}} \right|,$$

а также степени неравномерности освещенности сферы

$$\delta = \max_{\mathbf{S}} \delta\Phi(\mathbf{S}) - \min_{\mathbf{S}} \delta\Phi(\mathbf{S}). \quad (20)$$

Коэффициент анизотропии (19) получается отсюда при $\chi(U) = -U$. Более естественным является, однако, выбор $\chi(U) = -U l(U)$, где $l(U)$ – индикатор отрицательной полуоси. Так, например, при равномерном освещении сферы с N направлений потоками равной интенсивности КА (19) равен нулю при всех N , в то время как из (20) получаем значение δ , монотонно убывающее до нуля при $N \rightarrow \infty$, что более соответствует интуитивному представлению о степени неравномерности освещения. В то же время параметр (19) отличается максимально возможной простотой вычисления и в целом правильно отражает ситуацию. В практических задачах, связанных с оптимизацией систем видения в неоднородных средах, удобно, исходя из априорного знания характеристик плавнонеоднородной среды, предварительно рассчитать пространственные карты распределения трансляционных характеристик, в частности КА. Это позволяет, во-первых, получить наглядное представление о соответствующих свойствах волновода, а во-вторых, использовать их в качестве априорной информации при оптимизации системы видения. Для примера на рис. 4 показаны карты пространственного распределения КА для часто встречающегося в практике билинейного волновода с рассмотренном в разд. 1.2 распределением скоро-

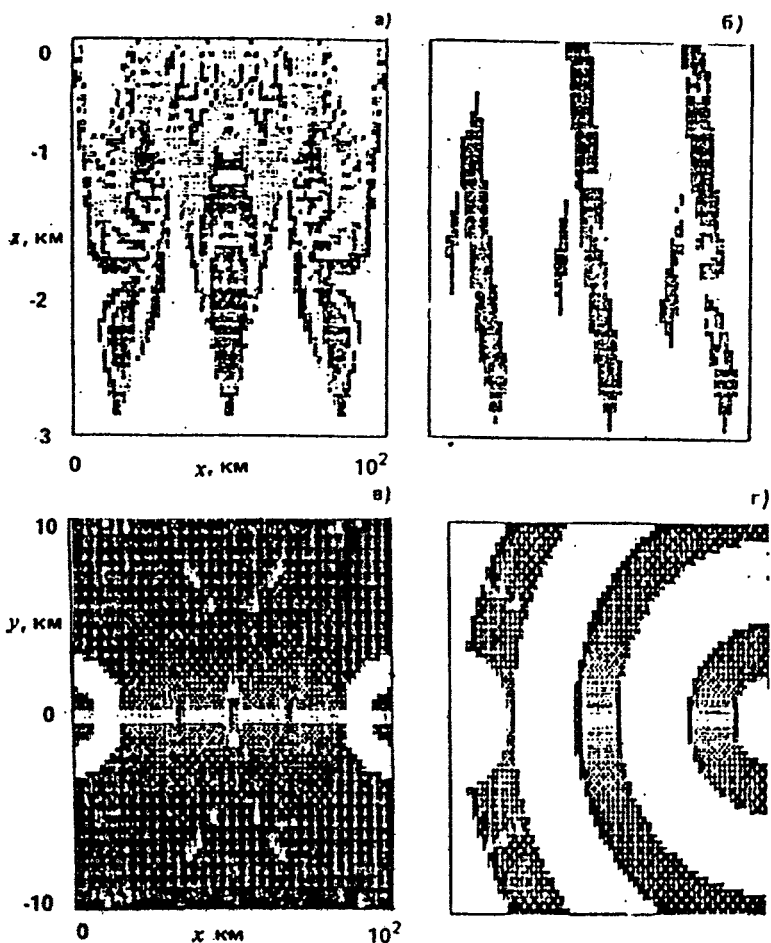


Рис. 4. Карты пространственного распределения коэффициента анизотропии в билинейном волноводе в вертикальной (а, б) и горизонтальной (в, г) плоскостях

сти звука по глубине для источника, расположенного на глубине 200 м, удаленного на 100 км приемника, расположенного на глубине 200 м (рис. 4, а) и 2850 м (рис. 4 б, г). Изображения карт даны в яркостном виде (16 уровней яркости), причем в областях, соответствующих максимальному почернению, КЛ максимален. (Более подробный анализ особенностей структуры трансляционных коэффициентов для различных неоднородных сред можно найти в работах [3-12]).

2.4. Задача оптимального расположения отражателя

Такого рода задача заключается в выборе оптимального места асположения отражателя в заданной области пространства Ω с учетом имеющейся информации о параметрах отражателя и приемно-передающей системы:

$$I = I(O_p) \rightarrow \text{extr}_{P \in \Omega} .$$

Считая коэффициент отражения ограниченным ($S \leq S_0$), легко оценить интенсивность по величине сверху:

$$I \leq \frac{W}{4\pi} S_0 \frac{1}{\rho_1^2 \rho_2^2} \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} .$$

Параметр

$$V(P) = \frac{1}{\rho_1^2 \rho_2^2} \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} \quad (21)$$

определяемый исключительно свойствами среды, ограничивает потенциальные возможности данного участка среды по трансляции звуковой энергии, отражаемой локальной неоднородностью, помещенной в данном участке среды: при малом V эти возможности малы. Учитывая сказанное, назовем параметр V коэффициентом энергетической связи (КЭС) точек среды S и R через точку P [3, 8, 12]. КЭС пропорционален интенсивности волны, отражаемой изотропной неоднородностью (шаром):

$$S = S_0, \quad I = \frac{W}{4\pi} \frac{1}{\rho_1^2 \rho_2^2} \sum_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha} S(U n_{\alpha}) = \frac{W}{4\pi} S_0 V .$$

Следовательно, КЭС дает информацию относительно оптимальной точки размещения симметричного отражателя. В то же время, если отражатель обладает сильно выраженной асимметрией, то большое значение V еще не гарантирует большого значения интенсивности в точке приема: отраженная волна может не попасть в приемник. Такую дополнительную гарантию дает равномерность освещения отражателя с различных направлений в пространстве, что характеризует введенный ранее коэффициент δ . Поэтому большую информацию относительно оптимальной точки размещения несимметричного отражателя несет скалярный параметр $\gamma = V(1 - \delta)$.

Конечно, информация, содержащаяся в параметрах δ , V , γ , является очень грубой, так как вовсе не учитывает свойства отра-

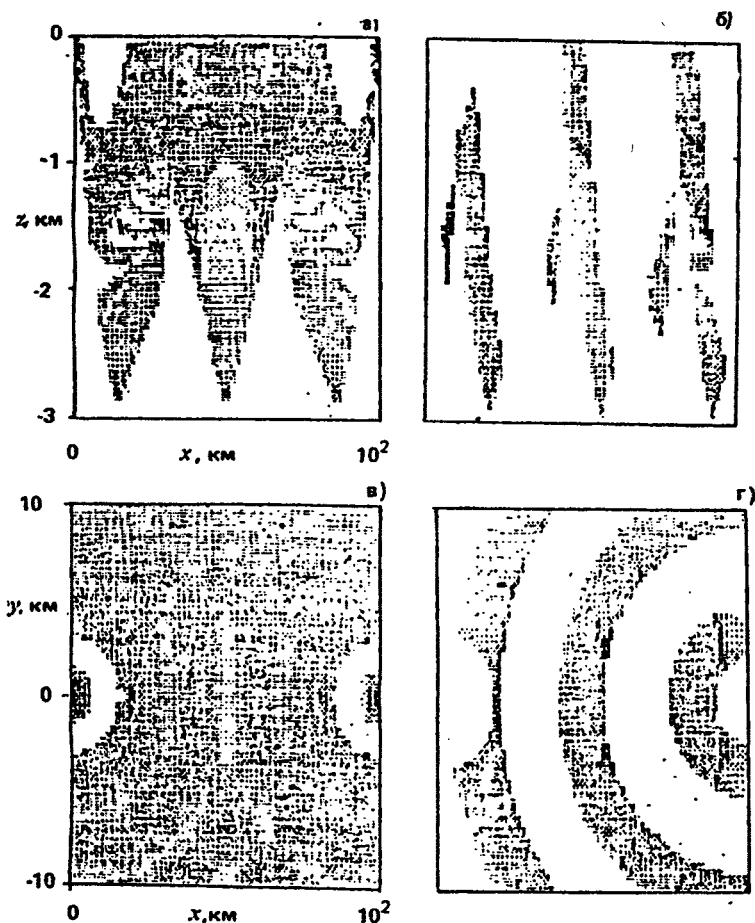


Рис. 5. Карты пространственного распределения коэффициентов энергетической связи (параметры задачи те же, что и на рис. 4)

жателя. Однако она носит априорный характер и может быть использована в качестве начальной при поиске решений той или иной оптимизационной задачи. Предварительный расчет параметров среды δ , V является поэтому естественным этапом решения таких задач.

На рис. 5 для примера представлены пространственные карты КЭС для тех же условий, для которых рассчитывались распределения КА, показанные на рис. 4.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ АКУСТИЧЕСКОГО ВИДЕНИЯ

Под системой акустического видения будем понимать набор из конечного числа пар $P_{ij} = (S_i + R_j)$ излучателей S_i , $i = \overline{1, n}$, и приемников R_j , $j = \overline{1, m}$, акустических волн, осуществляющих наблюдение заданной области пространства.

Качество видения, осуществляемого парой P_{ij} , будем характеризовать скалярным параметром $\alpha_{ij} \geq 0$. Смысл этого параметра может варьироваться в зависимости от целей наблюдения. Так, если его целью является обнаружение вновь возникающих в заданной пространственной области Ω локальных неоднородностей, то естественным мериллом качества видения будет служить средняя степень связанности точек среды S_i, R_j , через точки данной области:

$$\alpha_{ij}^V = \int_{\Omega} V(P) dP,$$

где V — коэффициент энергетической связи [3, 12].

Если же целью наблюдения является надежное обнаружение локальных неоднородностей, изменяющих свою ориентацию в пространстве, то лучшей характеристикой качества наблюдения может служить параметр

$$\alpha_{ij}^{\delta} = \int_{\Omega} \delta(P) dP,$$

где δ — коэффициент анизотропии [3, 12].

При импульсном зондировании среды качество видения можно характеризовать временными параметрами: средней вероятностью временного разделения прямых и отраженных импульсов, средним затягиванием отраженных импульсов и пр. [3, 12].

Кроме параметров α_{ij} , дающих оценку качества наблюдения, следует ввести еще целый ряд параметров, характеризующих создаваемую сеть приемников и источников. Именно, пусть $\beta_i \geq 0$ — плата за размещение источника S_i , а $\gamma_j \geq 0$ — аналогичная плата за размещение приемника в заданной области пространства. Пусть далее $\delta_{r'j}^{ij} (|i - i'| + |j - j'| > 0)$ — плата за помехозащищенность пары P_{ij} от прочих пар $P_{r'j}$.

В итоге суммарная оценка качества системы наблюдения определяется числом

$$S = \sum_{i,j} \alpha_{ij} - \sum_i \beta_i - \sum_j \gamma_j - \sum_{i,j} \sum_{r,r'} \delta_{i,r}^{j,r'}$$

и можно ставить вопрос о построении сети, обладающей максимальным качеством.

Рассмотрим данную задачу в следующей, более частной постановке, когда имеются априорные ограничения на число пар, осуществляющих видение, и, кроме того, известны области возможного расположения источников и приемников сети. Речь, следовательно, идет о выборе подсети максимальной сети, обладающей максимальным качеством.

Подобная задача дискретного программирования всегда имеет (возможно, неединственное) решение, которое в принципе можно найти прямым перебором всех вариантов. Число вариантов, однако, $N = 2^{n+m}$ быстро нарастает при увеличении чисел n, m , что делает подобный перебор малоприменимым для решения практических задач.

Рассмотрим некоторые методы целенаправленного перебора, требующие меньшего числа операций. При этом воспользуемся двумя в определенном смысле альтернативными методами, один из которых анализирует решения исходя из априорной информации. Такой метод в некотором смысле осуществляет отбор, начиная от общего "анализ" и переходя к "частностям". Для неблагоприятного случая, когда перебор вариантов приближается к прямому перебору, можно использовать в некотором смысле альтернативный метод перебора групп. В целом необходимо использовать оба алгоритма, переходя от одного к другому в случае замедления скорости сужения круга рассматриваемых решений. При дальнейшем рассмотрении для упрощения задачи будем считать, что источники и приемники не взаимодействуют $\delta_{i,r}^{j,r'} = 0$. Рассмотрим теперь подробнее методы и некоторые результаты оптимизации систем видения.

3.1. Метод вычеркивания

Пусть $\alpha_{ij} \geq 0, \beta_i \geq 0, \gamma_j \geq 0, i = \overline{1, n}, j = \overline{1, m}$ — заданные числа. Рассмотрим на множестве P всех непустых подмножеств отрезков целых чисел $\overline{1, n}, \overline{1, m}$ функционал

$$f(I, J) = \sum_{i \in I} \sum_{j \in J} \alpha_{ij} - \sum_{i \in I} \beta_i - \sum_{j \in J} \gamma_j, I \subset \overline{1, n}, J \subset \overline{1, m}$$

и поставим задачу отыскания максимального значения данного функционала на множестве P : $f \rightarrow \max_P$.

Геометрический смысл задачи — выбор таких строк (из первых n) и столбцов (из первых m) матрицы

$$\begin{array}{cccc|c}
 \alpha_{11} & \alpha_{12} & \dots & \alpha_{1m} & -\beta_1 \\
 \alpha_{21} & \alpha_{22} & \dots & \alpha_{2m} & -\beta_2 \\
 & \vdots & & & \\
 \alpha_{n1} & \alpha_{n2} & \dots & \alpha_{nm} & -\beta_n \\
 \hline
 -\gamma_1 & -\gamma_2 & \dots & -\gamma_m & *
 \end{array} \quad (22)$$

для которых сумма лежащих на них элементов матрицы максимальна. При этом элементы, лежащие на пересечении выбранных строк и столбцов, однократно учитываются при суммировании.

Пусть I^* , J^* — искомые наборы индексов. В основе метода лежит следующее простое соображение: если множество I^* содержит более одного элемента, то для любого $i \in I^*$ сумма элементов матрицы, расположенных на i -й строке, неотрицательна; в противном случае, исключая данную строку, можно увеличить значение функционала, что противоречит оптимальности набора I^* . Аналогичное замечание верно, конечно, и для столбцов матрицы.

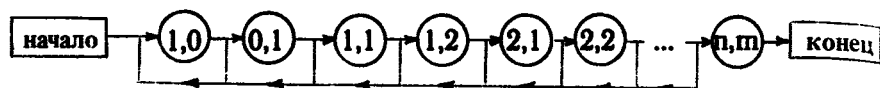
Учитывая данное соображение, рассмотрим следующую процедуру отыскания решения задачи. Начнем с матрицы максимального размера. Вычеркнем из нее все "отрицательные" строки, т. е. строки с отрицательной суммой элементов, так как они заведомо не входят в решение. Обозначим этот этап метода через $(1,0)$. Далее вычеркиваем все отрицательные столбцы — шаг $(0,1)$. После завершения последнего шага могут вновь появиться отрицательные строки, поэтому шаги $(1,0)$ — $(0,1)$ следует повторять до тех пор, пока появляются отрицательные строки или столбцы.

Следующий этап метода — шаг $(1,1)$, при котором вычеркиванию подлежат одновременно одна строка и один столбец, сумма элементов которых отрицательна. Покажем, что такие строки и столбцы не могут принадлежать решению задачи. Ясно, что они не могут входить в решение одновременно, так как тогда их общий вклад отрицателен и сумма возрастает при одновременном их вычеркивании. Пусть в решение не входит строка. Так как сумма ее элементов неотрицательна (иначе она была бы вычеркнута на предыдущих шагах), то отрицательна сумма остающихся элементов столбца. Но тогда и данный подстолбец не может входить в решение, так как его вклад был бы отрицателен. Следовательно, можно вычеркнуть одновременно и строку, и столбец. Поскольку при вычеркивании могут возникнуть отрицательные строки и столбцы, то после него следует вернуться к шагам $(1,0)$ — $(0,1)$.

Очередной после шага $(1,1)$ — шаг $(1,2)$, при котором вычерки-

ваются одна строка и два столбца с отрицательной суммой элементов и т. д.

В итоге предлагаемый алгоритм распадается на конечную последовательность шагов:



Алгоритм устроен так, что в случае вычеркивания строк на каком-либо шаге (k, l) , $k \geq 0$, $l \geq 1$ происходит возврат к начальному шагу $(1,0)$. При завершении алгоритма, когда не происходит ни одного вычеркивания до шага порядка (n_1, m_1) , где $n_1 + 1$, $m_1 + 1$ — размеры матрицы, оставшиеся невычеркнутыми строки и столбцы образуют решение задачи.

Число операций, требуемых для нахождения решения методом вычеркивания, зависит от того, насколько сильно окончательная матрица отличается от исходной. Самый неблагоприятный вариант возникает в случае совпадения этих матриц, когда число операций совпадает с числом операций, требуемым при прямом переборе. Вместе с тем, число операций, необходимых для прямого перебора, сокращается вдвое при каждом вычеркивании, что и приводит зачастую к резкому сокращению общего числа операций, требуемых в данном методе.

3.2. Метод перебора групп

Рассмотрим альтернативный метод, который назовем "методом перебора групп".

Следует заметить, что увеличение скорости вычислений достигается путем введения в алгоритм процедуры, представляющей собой некоторый вид градиентного спуска к решению. Кратко изложим суть предлагаемого метода. Сначала рассмотрим более простую задачу. Зафиксируем набор строк $I = \{i_1, i_2, \dots, i_k\}$ исходной матрицы. Поставим задачу отыскания среди множества подматриц, образованных пересечением данного набора строк I и всевозможных наборов столбцов $J = \{j_1, j_2, \dots, j_l\}$ (Естественно включается подстолбец β_i , $i \in I$, и подстрока — γ_j , $j \in J$), той, что обладает максимальным качеством. Набор столбцов подматрицы, на которой достигается данный максимум, будем обозначать J^* ; качество рассматриваемых подматриц, очевидно, записывается следующим образом:

$$Q(I, J) = \sum_{i \in I} \sum_{j \in J} \alpha_{ij} - \sum_{i \in I} \beta_i - \sum_{j \in J} \gamma_j = \sum_{j \in J} (\sum_{i \in I} \alpha_{ij} - \gamma_j) - \sum_{i \in I} \beta_i$$

или, вводя обозначения

$$\delta_i(I) \equiv (\sum_{i \in I} \alpha_{ij} - \gamma_j), \quad Q_0(I) \equiv \sum_{i \in I} \beta_i = \text{const} \geq 0,$$

перепишем

$$Q(I, J) = \sum_{j \in J} \delta_j(I) - Q_0(I).$$

Процесс поиска основывается на утверждении, формулируемом ниже.

Утверждение.

Пусть $I = \{i_1, i_2, \dots, i_k\}$, $k \in \overline{1 \dots n}$, $I \subset I_0$, $I_0 \equiv \overline{1, n}$ — фиксированный набор строк, определяющий рассматриваемый класс подматриц. Тогда набор столбцов J^* подматрицы, обладающей максимальным качеством, имеет следующий вид:

1) Если $J_j \in J_0$, $J_0 \equiv \overline{1, n}$ такой, что

$$\delta_j(I) > 0.$$

Тогда

$$J^* = \{j_1^*, j_2^*, \dots, j_p^*\}, \quad \delta_j(I) > 0, \quad \delta_j(I) \leq 0, \quad \forall j \in J_0 / J_p^*.$$

То есть в "максимальный" набор включаются все столбцы с положительным значением $\delta_j(I) > 0$ и только они.

2) Если $\forall j \in J_0 \quad \delta_j(I) \leq 0$.

Тогда

$$J^* = \{j^*\}: \delta_j(I) \geq \delta_j(I), \quad \forall j \in J_0.$$

То есть в максимальный набор включается единственный столбец, обладающий максимальным значением $\delta_j(I)$.

Тогда путь поиска решения исходной задачи может быть, очевидно, таким: перебрав всевозможные наборы строк и для каждого из них найдя подсистему с максимальным качеством, выбрать среди них единственную, отвечающую глобальному максимуму качества мониторинга. Проведенные оценки быстроты вычислений (хорошо подтверждаемые практикой) показывают, что в данном случае необходимыми оказываются лишь $n \cdot m \cdot 2^m$ машинных операций. Для $n = m = 10$, приняв длительность выполнения команды для чисел с плавающей точкой $\tau \approx 20$ мкс (что близко к реальности для машины

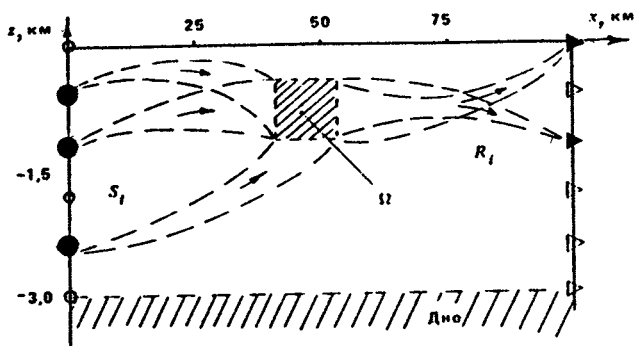


Рис. 6. Результаты оптимизации системы гидроакустического видения, состоящей из пяти приемников и источников в билинейном волноводе, для области Ω

класса АТ-286 при использовании сопроцессора), несложно подсчитать затраченное на вычисление время. Оно составит 2–4 с, тогда как прямой перебор требует 3–4 мин, в чем так же легко убедиться.

Организация взаимодействия обоих алгоритмов видится следующим образом.

Метод вычеркивания хорошо приспособлен для сокращения размера матрицы, когда в ней присутствуют "объекты его воздействия" — отрицательные комбинации. Но метод перебора групп работает эффективнее, когда таковых в оставшейся матрице нет. Таким образом, схема совместного действия такова. Начинает работу метод вычеркивания. Пусть на i -м этапе он столкнулся с отсутствием отрицательных комбинаций. Пусть $\tau_{\text{след}}(i)$ — оценочные затраты времени на несколько последующих шагов метода вычеркивания, $T_{\text{пг}}$ — затраты времени метода перебора групп на обработку оставшейся матрицы. При создавшейся ситуации вычисляется "функция перехода" $f(i, \tau_{\text{след}}, T_{\text{пг}})$.

При выполнении условия $f \geq 0$ осуществляется переход к методу перебора групп. Вероятно, f может быть близка по виду к следующей:

$$f(i, \tau_{\text{след}}, T_{\text{пг}}) = (\tau_{\text{след}} - T_{\text{пг}}) + \sigma(i, i_0)(T_{\text{пг}} - \tau_{\text{след}}) + \epsilon, \quad \epsilon > 0,$$

где

$$\sigma(i, i_0) = \begin{cases} 1, & i \geq i_0 \\ 0, & i < i_0, \end{cases}$$

где i_0 — "граничный" номер шага, определяемый при совместном анализе производительности обоих алгоритмов.

Для иллюстрации работы оптимизационных алгоритмов рассчи-

таем оптимальную схему расположения пяти приемников и пяти источников в билинейном океаническом волноводе с заданными выше параметрами для области наблюдения $\{x_0, x_1, z_0, z_1, 35 \text{ км}, 38 \text{ км}, -2,46 \text{ км}, -2,67 \text{ км}\}$. На рис. 6 показаны первоначальное распределение источников и приемников, а также оптимальный набор, состоящий из одного источника и трех приемников (на рис. 6 оптимальные элементы обведены кружком). Как видим, для оптимальной схемы наблюдения в выбранном элементе в поле зрения интенсивность трансляционных коэффициентов максимальна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложены и исследованы принципы выбора параметров систем акустического видения в слоистонеоднородных средах. В частности, были исследованы трансляционные характеристики неоднородных сред, коэффициент энергетической связи и коэффициент анизотропии. В работах [3, 8, 12], где указанные характеристики были впервые введены и исследованы, даны достаточно подробные рекомендации по их использованию при решении различных практических задач, в частности, задач построения систем акустического видения в неоднородных средах, в том числе волноводах рефракционного типа. Здесь мы сделали попытку использовать карты трансляционных характеристик для оптимизации положения и количества приемных и излучающих элементов схемы наблюдения. В результате были предложены методы выбора оптимального числа и положения источников и приемников, позволяющих добиться максимальной чувствительности системы наблюдения при приемлемой стоимости системы. Следует отметить, что мы не преследовали целей более строгого и последовательного определения стоимости и исходных ограничений в конструкции системы наблюдения. Скорее, нас интересовала попытка наметить подходы к решению задачи в простейшей формулировке. Кроме всего, это связано как с тем, что затронутый круг проблем пока еще остается слабо изученным, так и с тем, что при решении задач подобного рода приходится сталкиваться с необходимостью проведения большого объема вычислений. Остановимся в краткой форме на тех ограничениях, которые характеризуют использованные в настоящей работе методы.

1. Расчет трансляционных характеристик проводился с помощью лучевого приближения, что, в принципе, ограничивает применимость использованных выражений областью высоких частот. Однако для расчета трансляционных характеристик можно использовать и модовый подход (то же самое можно сказать и про параболическое приближение), поскольку применение того или иного метода расчета в

большей степени обуславливается удобством расчетов. Анализ показывает, что в низкочастотном диапазоне, когда поля в волноводах становятся маломодовыми, распределения трансляционных коэффициентов КЭС и КА будут более простыми [3].

2. Кроме рассмотренных нами трансляционных коэффициентов КЭС и КА при оптимизации систем акустического видения в неоднородных средах, в некоторых случаях необходимо использование других трансляционных коэффициентов, в частности связанных с временной структурой сигналов. Такого рода трансляционные коэффициенты, среднее время распространения сигнала, коэффициент затягивания сигнала, вероятность правильного прихода сигнала и вероятность разделения прямого и рассеянного неоднородностями сигнала, были исследованы в работах [8, 12]. Прежде всего, как отмечено в [12], использование временных трансляционных коэффициентов дает очевидные положительные результаты при мониторинге либо нестационарных объектов, либо наблюдения в нестационарных случайно-неоднородных средах. С другой стороны, с помощью временных трансляционных коэффициентов можно решить проблемы подавления помех, связанные с флуктуациями прямого сигнала подсветки (имеется ввиду метод темного поля в обобщенной его форме применительно к неоднородным средам [9, 12]). По существу, в этом случае мы имеем дело также с оптимизацией гидроакустического видения, но уже в более расширенном понимании, когда учитываются свойства нестационарности среды и объектов наблюдения [25, 26]. Отметим, что в отличие от КЭС и КА временные трансляционные коэффициенты при переходе в низкочастотную область испытывают влияние геометрической дисперсии, проявляющейся в разрушении структуры импульсных сигналов [27]. Следствием этого является существование оптимальных частотных интервалов, в которых наблюдение будет наилучшим с точки зрения критериев, связанных с временными трансляционными коэффициентами.

3. Задачу гидроакустического видения (как и задачу томографии) следует отнести к обратным задачам рассеяния (ОЗР). Как известно, решение ОЗР связано в том числе с проблемой регуляризации, в частности на основе использования априорной информации. С этой точки зрения проблема оптимизации расположения элементов схемы наблюдения на основе использования априорной информации о строении неоднородной среды, по существу, является методом регуляризации, поскольку обеспечивает отбрасывание неустойчивых решений. Более детальный анализ взаимосвязи указанных подходов представляется весьма интересным и, по-видимому, будет предпринят в ходе дальнейших исследований.

4. В настоящей работе мы использовали некогерентное сложение лучей, избежав при этом рассмотрения эффектов, связанных с

тонкой интерференционной структурой поля в плавнонеоднородных средах. Применимость подобного рода приближения обуславливается целым рядом причин, в частности связанных со свойствами реальных неоднородных сред, таких как атмосферные и океанические волноводы. Прежде всего это временная изменчивость и наличие пространственно распределенных случайных неоднородностей. В общем случае распространяющиеся в таких средах лучи следует считать частично-когерентными, причем когерентность определяется как пространственно-временным спектром случайной изменчивости среды, так и характерными масштабами плавных изменений среды [28]. Исходя, во-первых, из желания по возможности упростить задачу, и, во-вторых, исходя из многочисленных расчетов и измерений [2], мы предположили некогерентное сложение лучей, тем самым выделяя в исходной задаче лишь основные моменты, как бы рассматривая уже усредненные характеристики, при этом, однако, наложив на масштабы неоднородностей соответствующие ограничения. Вместе с тем отметим, что когерентное и частично-когерентное сложение лучей может так же быть использовано, а ход рассуждений, направленных на решение оптимизационной задачи, практически остается тем же самым.

5. Выделим еще одну важную проблему, тесно связанную с рассмотренной в настоящей работе. При оптимизации расположения элементов мы зафиксировали область наблюдения (как элемент разрешения в поле зрения) и получили, по существу, оптимальные апертуры для наблюдения в заданном элементе поля зрения. Для наблюдения в другом, например, в соседнем элементе поля зрения, следует использовать другое сочетание элементов, т. е. другую оптимальную апертуру, которая получится при новом акте оптимизации. Таким образом, если считать заданными набор источников и приемников, то для каждого элемента в поле зрения системы в результате решения оптимизационных задач получим набор апертур, являющихся, в определенном смысле, обобщенным базисом и позволяющих осуществлять пространственное сканирование неоднородной среды. При этом каждое из решений является своеобразной

томографической проекцией, близкой к тем, что рассматривались при дифференциальной диагностике [10].

6. Наконец, коротко коснемся возможных применений результатов нашего исследования. Прежде всего исходя из аналогий, можно предположить, что результаты настоящей работы будут актуальны при зондировании атмосферы с помощью электромагнитных волн. Кроме того, аналогичные задачи могут встречаться в сейсморазведке и при неразрушающем контроле, а также в медицине.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
2. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеониздат, 1982. 262 с.
3. *Зорин А. Ю., Смирнов И. П., Хилько А. И.* Энергетические характеристики каналов связи точек неоднородной среды // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 16, № 5. С. 443 - 445.
4. *Nechaev A. G., Khil'ko A. I.* Acoustic diffraction tomography of the ocean / Proc. of the Int. Scien. School-Seminar Dynamic and Stochastic wave phenomena // Nizhny Novgorod: UNN, 1992. P. 177 - 181.
5. *Бородина Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М.* и др. Пространственная фильтрация изображений при ультразвуковой визуализации больших неоднородностей // Акустический журн. 1992. Т. 38, № 6. С. 1004 - 1013.
6. *Бородина Е. Л., Хилько А. И., Широков В. Н.* Особенности возбуждения мелководного волновода из воздуха // Акустический журн. 1992. Т. 38, № 4. С. 609 - 615.
7. *Бородина Е. Л., Хилько А. И., Широков В. Н.* Формирование акустических полей вытекающими модами, а также сдвиговыми и боковыми волнами в маломодовых слоисто-неоднородных океанических волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН. 1991. С. 66 - 82.
8. *Smirnov I. P., Zorin A. Yn., Khil'ko A. I.* The characteristics of energetic coupling of the inhomogeneous medium points. / Proc. of the Int. Scien. School-Seminar Dynamic and Stochastic Wave Phenomena // N. Novgorod: UNN, 1992. P. 51 - 52.
9. *Бородина Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М.* и др. Возможности теневых методов для изучения дифрагированных звуковых полей в волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН. 1991. С. 174 - 200.
10. *Нечаев А. Г., Хилько А. И.* Реконструкция океанических неоднородностей вдоль акустической трассы методом дифференциальной диагностики. Препринт № 178 ИПФ АН СССР Горький, 1987.
11. *Нечаев А. Г., Хилько А. И.* Диагностика неоднородностей волновода

ло огибающей интенсивности импульсного сигнала // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 33, № 1. С. 65 - 71.

12. Зорин А. Ю., Смирнов И. П., Хилько А. И. Временные характеристики каналов связи источника и приемника в неоднородной среде // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).

13. Зорин А. Ю., Смирнов И. П., Хилько А. И. Подавление шума экранами в неоднородной среде // Сб. док. 1-й сессии Российского акустического общества. М.: АКИН, 1992. С. 97 - 99.

14. Горская Н. В., Зверев В. А., Николаев Г. Н. и др. О реконструкции пространственной локализации вторичных гидроакустических источников / Сб. тез. 11-й Всесоюз. акустической конф. М.: АКИН, 1991. Секц. Т., С. 25 - 27.

15. Хилько А. И., Широков В. Н. Использование модовой тени при акустической томографии льда в мелком море // Сб. тез. 5-го Всесоюз. симпозиума по вычислительной томографии. М.: НПО ВНИИФТРИ, 1991. С. 217 - 218.

16. Нечаев А. Г., Хилько А. И. Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // Акустический журн. 1988. Т. 34, № 2. С. 285 - 289.

17. Городецкая Е. Ю., Малеханов А. И., Таланов В. И., Фикс И. С. Синтез и анализ акустических полей в океане // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН. 1991. С. 9 - 32.

18. Данилов В. Я., Кравцов Ю. А., Наконечный А. Г. Математические аспекты управления гидроакустическими полями // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ РАН. 1991. С. 32 - 55.

19. Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А. и др. Особенности коротковолновой дифракции звука в многомодовых слоисто-неоднородных волноводах // Акустика в океане / Под ред. Л. М. Бреховских, И. Б. Андреевой. М.: Наука, 1992. С. 175 - 189.

20. Нечаев А. Г., Хилько А. И. Определение локальных характеристик распределенных вдоль акустической трассы океанических неоднородностей // Акустический журн. 1988. Т. 34, № 4. С. 694 - 699.

21. Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А. и др. Коротковолновая дифракция в многомодовом слое волноводе // Акустический журн. 1988. Т. 34, № 1. С. 55 - 59.

22. Жидко Ю. М. Рассеяние электромагнитных волн на идеально отражающих телах, помещенных в неоднородную среду // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 8. С. 1205.

23. Смирнов И. П., Хилько А. И. О проблеме нацеливания в задаче расчета звукового поля в неоднородной среде с локализованными неоднородностями // Вестн. КПИ. Электроакустика и звукотехника. 1992. Вып. 16. С. 9 - 12.

24. Смирнов И. П., Хилько А. И. Структура высокочастотных акустических полей в стратифицированной неоднородной среде в присутствии криволинейных поверхностей // Вестн. КПИ. Электроакустика и звукотехника. 1992. Вып. 16. С. 5 - 9.

25. Каретникова И. Р., Нечаев А. Г., Хилько А. И. Особенности

диагностики меняющихся во времени случайных неоднородностей волново-
да с помощью сложных импульсных сигналов // Изв. вузов. Радиофизика,
1990. Т. 13, № 12. С. 1370 - 1378.

26. Горская Н. В., Горский С. М., Гурбатов С. Н. и др. Исследование
возможности применения частотно-модулированных волн для изучения
рассеяния в неоднородных волноводах // Акустический журн. 1991. Т. 37,
№ 5. С. 914 - 921.

27. Петухов Ю. В., Хилько А. И. Оценка размеров сейсмоакустических
источников в слоистонеоднородной среде. Препринт № 352 НИРФИ. Н. Новгород:
1992.

28. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под. ред.
С. Флате. М.: Мир, 1982.

РЕКОНСТРУКЦИЯ СТРУКТУРЫ ДВИЖУЩИХСЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ СО СЛОЖНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ СОСТАВОМ

*Ю. К. Постоечко, Н. А. Сидоровская, В. И. Турчин,
Р. А. Угрюновский, Г. Е. Фикс, И. Ш. Фикс*

ВВЕДЕНИЕ

Методы ближней зоны в настоящее время широко применяются при измерении характеристик направленности антенн. Как известно (см., например, [1–3]), по результатам измерения зависимости поля антенны на небольших расстояниях от нее (там, где диаграмма направленности еще не сформирована) путем пересчета измеренных данных можно с высокой степенью точности определить как диаграмму направленности, так и распределение амплитуд и фаз элементарных излучателей в самой антенне. Основными достоинствами методов ближней зоны, вытекающими из близкого расположения излучателя и приемной системы, являются снижение уровня излучаемой мощности и уменьшение составляющей погрешности, определяемой средой распространения, отражающими границами и т.п. Поэтому начиная с 70-х годов эти методы исследовались, развивались и внедрялись применительно к задаче измерения характеристик антенн СВЧ, а также использовались для диагностики акустических антенн [4].

Естественным шагом является применение методов ближней зоны в акустике для измерения характеристик протяженных источников звука со сложным и заранее неизвестным спектральным составом, например, при диагностике шумоизлучения транспортных средств (автомобилей, судов и пр.). Конечной целью здесь, как и в антенных измерениях, является определение уровней сигналов в дальней зоне, где поле излучения сформировано, и определение

элементарных источников излучения непосредственно на источнике. При этом, однако, необходимо развить методы ближней зоны в следующих направлениях. Во-первых, методы реконструкции характеристик излучателей должны быть обобщены на широкополосные сигналы, как правило, имеющие случайный характер. В этом случае оценке подлежат вторые моменты акустического поля, причем оцениваться должны не только пространственные (угловые координаты), но и частотные зависимости соответствующих величин. Во-вторых, при разработке алгоритмов реконструкции особое внимание должно быть обращено на их помехозащищенность, поскольку во многих случаях измеряемые акустические сигналы могут быть сравнимы с фоновыми помехами. В-третьих, должно учитываться движение излучателя и специфика распространения акустических сигналов (по крайней мере, отражение от границ раздела сред). Наконец, в низкочастотном диапазоне акустических колебаний более доступным измерителем являются линейные антенные решетки ("цепочки" из гидрофонов либо микрофонов). С другой стороны, существует достаточно широкий класс акустических излучателей, размер которых вдоль одной из координатных осей существенно превышает остальные размеры. Излучатели с подобной геометрией могут быть аппроксимированы сторонними источниками, сосредоточенными на отрезке прямой линии. Известно [5], что такая постановка задачи существенно влияет на способы реконструкции, например, поля в дальней зоне. Это обстоятельство должно учитываться при распространении метода ближней зоны на задачи определения характеристик акустических излучателей.

Собственно теоретическая часть разработки метода ближней зоны для акустических излучателей заключается в построении процедур преобразования совокупности измеренных данных в требуемые характеристики излучателя и в обосновании их корректности, откуда должны следовать, например, требования к размерам приемных антенн, степени "зашумленности" измеренных данных и т. п. В настоящей работе такие исследования выполнены на основе двух базовых алгоритмов: алгоритма, построенного на основе высокочастотной асимптотики решения соответствующих интегральных уравнений (в дальнейшем — ВЧА-алгоритм), и алгоритма, синтезированного с использованием максимально-правдоподобных оценок с регуляризацией (МПОР-алгоритм).

Первый подход был развит применительно к измерениям характеристик СВЧ-антенн [1] и далее видоизменен для ситуации, харак-

*

В антенных измерениях используются детерминированные сигналы, чаще всего с синусоидальной зависимостью от времени.

черной для акустических измерений [6]. Данный алгоритм отличается простотой реализации и физической наглядностью, позволяющая сравнительно легко оценивать влияние различных параметров измерительной системы на конечный результат. В то же время этот алгоритм не оптимален по помехозащищенности и ориентирован в основном на применение в свободном пространстве, что может приводить к существенному увеличению суммарной погрешности при измерениях в неоднородных средах. Именно в целях ее снижения была предпринята попытка создать оптимальный алгоритм на основе принципа максимального правдоподобия. Применительно к построению изображений источников стохастического радиоизлучения такой подход на основе разложения Карунена-Лоева использовался, например, в [7]. Для определения характеристик акустических источников по результатам измерений в ближней зоне метод максимального правдоподобия рассматривался в работах [8–10], но для детерминированных сигналов. В настоящей работе за основу взяты квадратичные по измерениям сигналов статистики, полученные путем линеаризации уравнений правдоподобия (аналогичный подход использовался, в частности, в [11]).

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ МЕТОДА БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ

Суть метода ближней зоны состоит в следующем: если измерить поле давления на частоте f вокруг распределенного излучателя (РИ), например, окружив его достаточно частой решеткой из гидрофонов, то поле давления $p(\mathbf{r}, f)$ в произвольной точке пространства \mathbf{r} может быть найдено точно путем обработки совокупности измеренных данных $p_{\text{взм}}(\mathbf{r}_s, f)$:

$$p(\mathbf{r}, f) = \iint_S p_{\text{взм}}(\mathbf{r}_s, f) \Gamma(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}, f) ds, \quad (1.1)$$

где S — воображаемая поверхность, вдоль которой расположены гидрофоны, \mathbf{r}_s — текущая координата на S (предполагается, что гидрофоны расположены столь часто, что суммирование измеренных давлений эквивалентно интегрированию), Γ — так называемая поверхностная функция Грина, вид которой зависит только от геометрии S (от координат гидрофонов). В частности, может быть найдена угловая зависимость интенсивности акустического поля излучателя $R(\mathbf{r}, f)$ на больших расстояниях или, с точностью до нормировки, его характеристика направленности (ХН — квадрат модуля диаграммы

направленности излучателя)*. Полагая $r = ru$, где u — единичный вектор, и устремляя r к бесконечности, находим

$$|p(u, f)|^2 = R(u, f) = \frac{1}{r_c^2} \left| \iint_S p_{\text{взм}}(r_s, f) \Gamma_{\infty}(r_s, u, f) ds \right|^2, \quad (1.2)$$

где Γ_{∞} получается из Γ соответствующим предельным переходом:

$$\Gamma_{\infty}(r_s, u, f) = \lim_{r \rightarrow \infty} \{ r e^{-2\pi i \frac{f}{c} r} \Gamma(r_s, ru, f) \};$$

c — скорость звука. В частности, для плоской S [1]

$$\Gamma_{\infty}(r_s, u, f) = i \frac{(n, u)}{\lambda} e^{-2\pi i \frac{f}{c} (n, r_s)}, \quad (1.3)$$

где n — нормаль к S , $\lambda = c/f$ — длина волны. Величина r_c в формуле (1.2) — стандартная дистанция, к которой приводится мощность излучения.

Результат (1.2) не зависит от того, где находится излучатель внутри S , каковы его размеры, является ли излучатель совокупностью монополей, диполей и пр. Необходимо лишь, чтобы вне S отсутствовали другие источники акустических колебаний.

Результат (1.2), очевидно, остается в силе и для широкополосных сигналов. При этом совокупность измеренных мгновенных значений давления, наблюдаемых на бесконечном временном интервале, должна быть разложена в интеграл Фурье, и к результату преобразования на каждой частоте применена формула (1.2).

Если излучение носит случайный стационарный характер, то добавляется еще процедура усреднения $R(u, f)$, так же, как это делается при определении спектральной плотности мощности стационарного шума.

Преобразование (1.2) остается справедливым и в том случае, когда решетка гидрофонов (приемная антенна) имеет ограниченные размеры. При этом, однако, ХН определяется уже с некоторой методической погрешностью. Как показано ранее [1, 2, 6], если размеры приемной антенны превышают размеры РИ, для каждой взаимной ориентации антенны и РИ существует определенный сектор углов, внутри которого данная методическая погрешность мала независимо от структуры РИ. Вне указанного сектора погрешность быстро нарастает и определяемая угловая зависимость перестает быть адекватной ХН. Данный сектор углов именуется в

*

В дальнейшем для удобства нормировочные множители будут опускаться.

дальнейшем сектором достоверного воспроизведения (СДВ) ХН. Если РИ движется относительно антенны, то границы СДВ меняются; суммируя $R(u)$ с учетом текущих СДВ, получаем некоторый суммарный СДВ, отвечающий рабочему участку траектории движения РИ. В этом заключается суть так называемого ракурсного синтеза ХН [6].

Для РИ, существенно "вытянутых" вдоль определенной оси, двумерная измерительная антенна может быть заменена линейной решеткой гидрофонов. Способ обработки измеренных данных в этом случае уже явно зависит от взаимного расположения РИ и антенны. Например, для "нитевидного" РИ с аксиальной симметрией поля излучения, ориентированного параллельно антенне, аналогом (1.2) является

$$R(\theta) = \frac{1}{r_c^2} \left| \frac{1}{i\pi H_0^{(1)}\left(2\pi \frac{f}{c} r_0 \cos \theta\right)} \int p_{\text{взм}}(x, f) e^{-2\pi i \frac{f}{c} x \sin \theta} dx \right|^2, \quad (1.4)$$

где r_0 — расстояние между антенной и линией, на которой расположен РИ; $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ханкеля, угол θ отсчитывается от нормали к РИ. Для высоких частот

$$\frac{f}{c} r_0 \cos \theta > 0,5 \dots 1,0 \quad (1.5)$$

функция Ханкеля в (1.4) может быть заменена на ее асимптотику при большом значении аргумента:

$$H_0^{(1)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{ix - i\frac{\pi}{4}}. \quad (1.6)$$

Для произвольной ориентации линии расположения РИ и антенны точные аналоги (1.4) определяются очень громоздкими выражениями, однако при выполнении условия (1.5) для них могут быть получены асимптотические выражения — аналоги (1.4) с использованием (1.6) [6].

Результат обработки измеренных данных при использовании линейной приемной решетки уже зависит от способа описания поля РИ (от его модельного представления); соответственно при несовпадении модели и реальной структуры РИ возникает дополнительная методическая погрешность. Например, если РИ представляет собой диполь, имеющий аксиальную зависимость поля излучения, его ХН в горизонтальной плоскости, найденная с помощью (1.4), будет отличаться от точной ХН. В частности, для диполя, ориентированного перпендикулярно антенне в плоскости, в которой лежат антенна

и диполь*, ХН $R(\theta)$, найденная с помощью (1.4), есть

$$R(\theta) = D_0 \cos^2 \theta \left| \frac{H_1^{(1)}(w)}{H_0^{(1)}(w)} \right|^2, \quad (1.7)$$

где $w = 2\pi(f/c)r_0 \cos \theta$, и отличается от его "точной" ХН — $D_0 \cos^2 \theta$. На рис. 1 представлен график $R(\theta)$ (1.7) для частоты 20 Гц; константа D_0 принята равной единице, $r_0 = 75$ м, $c = 1500$ м/с; штриховой линией показана "точная" ХН $\cos^2 \theta$. Для более высоких частот графики просто неразличимы. Аналогичные результаты можно получить и для квадруполь. На рис. 2 представлены соответствующие графики для ориентации оси квадруполь перпендикулярно

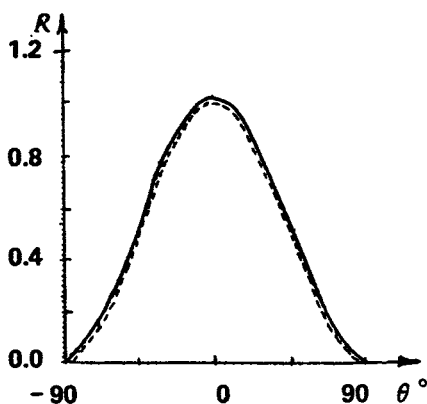


Рис. 1. Характеристика направленности диполя: — реконструированная ХН; --- точная ХН

плоскости, в которой лежат антенна и квадруполь (ось Z — рис. 2, а), параллельно антенне (ось X — рис. 2, б) и перпендикулярно антенне (ось Y — рис. 2, в); графики представлены для $r_0 = 75$ м для частот 20, 8 и 9 Гц. Как следует из приведенных графиков и последующих расчетов, ХН квадруполь определяется с хорошей точностью при $r_0 > (0,6 + 1)\lambda$, при меньших расстояниях погрешность быстро нарастает.

Если РИ имеет реальные физические размеры поперек оси "вытянутости" и может вслед-

ствие этого иметь направленность по аксиальной угловой координате, то можно показать [5], что его поперечный размер D_{\perp} должен удовлетворять условию

$$D_{\perp} < \sqrt{r_0 \lambda / 2}. \quad (1.8)$$

Фактически (1.8) означает, что измерительная антенна должна

* Для продольного диполя ХН, найденная с помощью (1.4), совпадает с "точной" ХН в силу аксиальной симметрии поля, а для перпендикулярного к этой плоскости расположения диполя поле на антенне и, соответственно, результат обработки просто равны нулю.

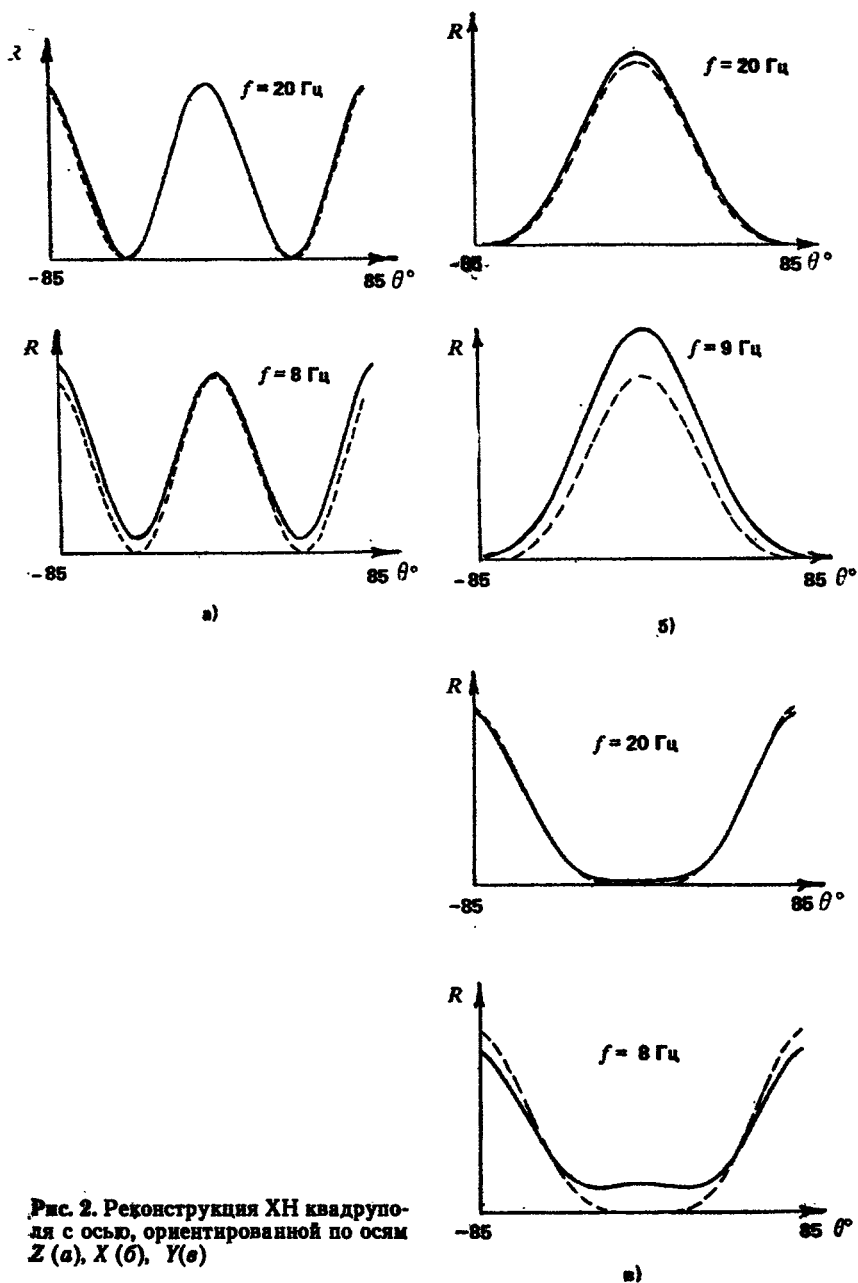


Рис. 2. Реконструкция ХН квадрупольной антенны с осью, ориентированной по осям Z (а), X (б), Y (в)

находиться на дистанции, отвечающей границе дальней зоны по поперечному размеру РИ. В этом случае определяемая в соответствии с (1.4) угловая зависимость есть азимутальная ХН в плоскости, в которой лежат ось РИ и антенна. Если ось РИ и антенна лежат в разных плоскостях, то определяется среднее сечение ХН в плоскости, проходящей через геометрический центр РИ и линию антенны. Методическая погрешность при выполнении условия (1.8) пренебрежимо мала.

Изложенный выше подход был развит в ситуации, когда отсутствуют внешние помехи — как шумы акватории, так и реверберационные, связанные с отражением акустических полей от поверхности, дна и т. п. При этом РИ считался неподвижным, что позволяло строить оценку, например, средней излучаемой мощности в дальней зоне обычным усреднением реализаций $R(u, f)$. Для низких частот, в связи с тем что для обработки сигналов приходится в основном использовать так называемое высокочастотное приближение для Γ_{∞} в (1.2) типа (1.4) — (1.6), указанная методическая погрешность увеличивается, а движение РИ накладывает ограничения на способ усреднения реализаций. Поэтому ниже предлагается иной подход, заключающийся в формировании линейной модели измеряемого сигнала с максимальным учетом того, что можно учесть (модели среды, приближенной к реальной, ковариационных свойств внешних помех и т. п.) и в последующем решении обратной задачи.

2. ОБЩАЯ СТРУКТУРА АЛГОРИТМОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК ДВИЖУЩИХСЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ СО СЛОЖНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ СОСТАВОМ. МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБРАБАТЫВАЕМЫХ СИГНАЛОВ

В ситуации, когда излучается шумовой стационарный широкополосный сигнал с неизвестным спектром, в силу случайного характера поля, оцениванию подлежат его вторые моменты: спектрально-угловое распределение мощности излучения в зоне Фраунгофера: $R(f, \theta) = \mathcal{E}\{|R'(f, \theta)|^2\}$ и спектрально-корреляционная функция $M(f, x_1, x_2) = \mathcal{E}\{m_f(x_1) m_f^*(x_2)\}$, где * означает комплексное сопряжение, $\mathcal{E}\{\}$ — операцию мат. ожидания (среднее), $R'(f, \theta)$ и $m_f(x)$ — соответственно случайная диаграмма направленности (ДН) и сторонний источник на частоте f . При этом процедуру обработки измеренных антенной сигналов можно представить как последова-

тельность четырех основных операций:

1) текущий спектральный анализ ("фильтрация" сигнала с каждого приемного гидрофона по узким полосам);

2) так называемая пространственная обработка: преобразование для каждой полосы и момента времени вектора сигналов с антенны в вектор "мгновенной" ДН или в мгновенное распределение сторонних источников на излучателе;

3) оценивание вторых моментов путем усреднения по временным отсчетам с определенными весовыми коэффициентами;

4) компенсация влияния внешних помех.

Первой операцией обработки измеренных антенной сигналов $\{s_n(t_i)\}$ является вычисление их текущих спектров:

$$p_{n, k_f, j} = t_n \sum_{i=0}^{I_F - 1} h_i s_n(t_i + j \Delta T) e^{2\pi i \frac{k_f i}{T_a}}, \quad k_f = K_{f \min}, \dots, K_{f \max}, \quad (2.1)$$

где $j = 0, 1, \dots; J - 1$ — номер временного отсчета текущей спектральной компоненты, k_f — номер полосы частот с центральной частотой $f_k = k_f \cdot \Delta f$, $\Delta f = \frac{1}{T_a}$; $T_a = t_n I_F$ — временное окно анализа,

$\Delta T = c_n T_a$, $c_n \leq 1$ — коэффициент перекрытия временных окон, $K_{f \min} > 0$ и $K_{f \max} \leq I_F/2 - 1$ — начальные и конечные номера частотных полос, h_i — стандартная функция временного окна. Операция (2.1) является типовой для стационарных сигналов. При рассмотрении движущихся источников, однако, p_{k_f} можно считать оценкой спектра (с учетом частотной характеристики фильтра, отвечающего (2.1)) лишь при достаточно медленном движении РИ, когда

$$\beta = v/c \ll \Delta f/f_k, \quad (2.2)$$

где v — скорость РИ.

В дальнейшем будем считать, что скорость движения удовлетворяет наложенным ограничениям, а после вычисления текущих спектров по всем приемным элементам для каждой центральной частоты f_k получим последовательность векторов p_j длиной N_a , где N_a — число приемных элементов; j — номер временного отсчета текущего спектра; индекс k_f , отвечающий k_f -й центральной частоте полосы, в дальнейшем будем опускать. Временной интервал между соседними номерами j будем полагать равным T_a (спектры вычисляются без перекрытия); при этом вектора p_j можно считать статистически независимыми по j .

Модель входного сигнала после вышеприведенной операции текущего спектрального анализа может быть определена соотношением

$$p_j = \sum_k G_k^j m_j^k + e_j, \quad j = 0, 1, \dots, J-1, \quad (2.3)$$

где p_j — векторы, элементами которых являются сигналы, принятые гидрофонами и прошедшие узкополосные фильтры с центральной частотой f ; j — номер временного отсчета сигнала на выходе фильтра; e_j — векторы внешней помехи на приемных элементах антенны; m_j^k — векторы, описывающие мгновенные параметры мультиполей k -го порядка на излучателе (например, для монополей ($k=0$) m_j — вектор мгновенных амплитуд источников на излучателе), G_k^j — матрица коэффициентов передач от l -го источника k -го порядка на излучателе к n -му приемнику в антенне на частоте f в момент времени j . Далее, при $k=0$, индекс k будет опускаться и будет использована наиболее простая параметризация вектора m : а именно, в качестве сторонних источников будут использованы монополи, расположенные через $\lambda/2$ на излучателе. Предлагаемая модель излучателя является общепринятой в теории антенн и позволяет синтезировать широкий класс диаграмм направленности, так что ее выбор есть результат разумного компромисса между сложностью процедуры обработки, ее неустойчивостью и величиной методической погрешности.

Для наиболее простых моделей сред распространения матрица коэффициентов передач в частотно-временном представлении определяется выражением

$$G_{nl}(f, t) = \frac{1}{r_{nl}(t)} e^{2\pi i \frac{L}{c} r_{nl}(t)} - \frac{\sigma}{r_{1, nl}(t)} e^{2\pi i \frac{L}{c} r_{1, nl}(t)},$$

где $\sigma = 0$ для модели среды "свободное пространство" и $\sigma = 1$ для модели "полупространство",

$$r_{nl}(t) = \sqrt{(h_s - h_A)^2 + \rho_{nl}^2(t)},$$

$$r_{1, nl}(t) = \sqrt{(h_s + h_A)^2 + \rho_{nl}^2(t)},$$

$$\rho_{nl}^2(t) = [x_0 + (vt + x_l) \cos A - x_n]^2 + [y_0 + (vt + x_l) \sin A]^2,$$

$$x_n = d_a \cdot \left(n - \frac{N_a + 1}{2}\right), \quad n = 1, 2, \dots, N_a,$$

$$x_l = \delta \lambda_k \cdot \left(n - \frac{L_k + 1}{2}\right), \quad l = 1, 2, \dots, L_k, \quad \lambda_k = \frac{c}{f_k}, \quad \delta \leq 0,5,$$

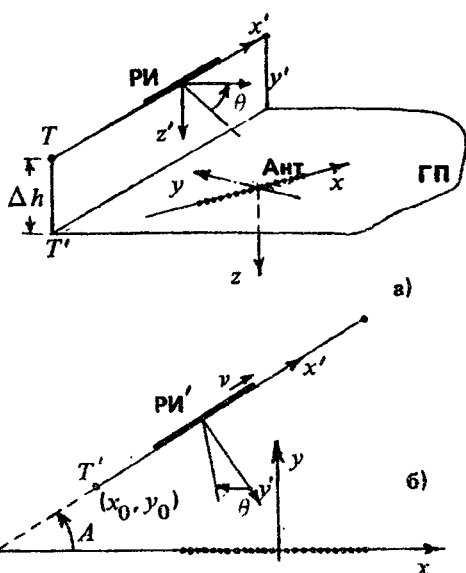


Рис. 3. Взаимное расположение антенны (Ант) и РИ: а — общий вид, б — проекция на горизонтальную плоскость (ГП)

(x_0, y_0) — координаты начала траектории движения в горизонтальной плоскости, A — угол между вектором скорости и антенной, h_s — глубина источника, h_A — глубина антенны (рис. 3).

Приведенное выше частотно-временное представление матрицы коэффициентов передач $G_{nl}(f, t)$ является, строго говоря, некорректным: при его использовании не учитывается эффект искажения спектрального состава сигнала РИ за счет его движения. (Для описания сигналов, принимаемых антенной, должна использоваться временная передаточная функция, например, вида $G_{nl} = \frac{1}{r_{nl}(t')} \delta(t' - t - \frac{1}{c} r_{nl}(t'))$ — для описанной выше среды распространения в виде полупространства с мягкой границей). Оценка этого эффекта была выполнена для РИ, движущегося параллельно антенне со скоростью $v = \beta c$, с использованием при обработке процедуры (1.4) в высокочастотном приближении в сочетании с (2.1). Было показано, что при этом конечный результат приближенно представляет собой $R(\theta, f(1 - \beta \sin \theta))$. Добавкой $f\beta \sin \theta$ в аргументе R

можно пренебречь в случае $\beta \leq 0,25 \Delta f/f$. Это условие, очевидно, и можно считать ограничением на область применимости частотно-временного представления для G_{nl} .

Относительно m_j и e_j предполагается, что эти векторы распределены по нормальному закону с нулевым средним и матрицами ковариации M и K , не зависящими от времени:

$$E\{m_j m_j^+\} = M, \quad E\{e_j e_j^+\} = K,$$

здесь и в дальнейшем $+$ означает эрмитово сопряжение. Кроме этого, принято, что m_j и e_j статистически независимы при разных j ; последнее имеет место, если спектральные плотности мощности сигнала и помехи приблизительно постоянны в полосе Δf , а временной интервал между отсчетами равен $1/\Delta f$.

Матрица ковариации принимаемого сигнала P_j имеет вид

$$P_j = E\{p_j p_j^+\} = G_j M G_j^+ + K. \quad (2.4)$$

Мгновенные значения диаграммы направленности излучателя могут быть представлены вектором R'_j , k -я компонента которого отвечает углу θ_k :

$$R'_j = U m_j, \quad U = \frac{1}{r_c} \left\| e^{-2\pi i \frac{f}{c} x_i \sin \theta_k} \right\|. \quad (2.5)$$

С учетом практических целей оцениванию могут подлежать средние излучаемые мощности, приведенные к стандартной дистанции r_c — диагональные элементы матрицы R :

$$R = E\{R'_j R_j^+\} = U M U^+ \quad (2.6)$$

или непосредственно матрица ковариации сторонних источников на излучателе M .

Согласно вышесказанному процедуру пространственной обработки можно разделить на две стадии. На первой стадии можно оценивать мгновенное распределение сторонних источников на излучателе или "мгновенную" ДН по измеренному антенной сигналу:

$$\hat{R}'_j = \Gamma_j p_j \quad (2.7)$$

и на второй — выполнять временное усреднение с весовыми коэффициентами:

$$R_{kk} = R(\theta_k) = \sum_j \gamma_{k,j} |\hat{R}'_{k,j}|^2 - R_{\text{комп } kk}, \quad (2.8)$$

где член $R_{\text{комп } kk}$ компенсирует мощность внешнего шума. Матрица пространственной обработки Γ_j определяется исходя из статистических или иных критериев. Описанные ниже ВЧА- и МПОР-алгоритмы можно рассматривать, в частности, как два разных подхода к выводу матрицы Γ_j .

3. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ АСИМПТОТИКА (ВЧА)

Одно из важнейших свойств представленного в этой части ВЧА-алгоритма — это возможность получения явного аналитического вида матрицы пространственной обработки. Проведенные исследования показали, что закономерности построения оценок усредненных параметров излучателя и наиболее общие свойства этих оценок сохраняются при применении как ВЧА, так и МПОР-алгоритма. Поэтому аналитическое и численное исследование влияния структуры излучателя, его движения, характеристик измерительной системы и т. п. на качество получаемых оценок целесообразно проводить именно на основе ВЧА-алгоритма. Дальнейшее же повышение точности оценок (особенно в области низких частот) за счет использования дополнительной априорной информации о свойствах излучателя, среды распространения и внешних шумов может быть реализовано с применением МПОР-алгоритма.

Как было показано в работе [6], для непосредственного оценивания ХН из асимптотического (по параметру $2\pi/\lambda$) решения интегрального уравнения типа (1.2) может быть синтезирован ВЧА-алгоритм с матрицей пространственной обработки:

$$\Gamma_{\text{ВЧА}kk} = (d_a/r_c) \sqrt{\frac{f}{c}} \rho(x_n, \theta_k) e^{-2\pi i \frac{f}{c} l(x_n, \theta_k)}, \quad (3.1)$$

где f — центральная частота узкополосного фильтра, d_a — расстояние между приемными элементами, r_c — стандартная дистанция, c — средняя скорость звука,

$$\rho(x_n, \theta) = (\sin \theta \sin Az_n - \cos \theta \cos A \sqrt{z_n^2 + \Delta h^2}) / (\cos \theta \sqrt{z_n^2 + \Delta h^2}), \quad (3.2)$$

$$l(x_n, \theta) = \sin \theta \omega_n + \cos \theta \sqrt{z_n^2 + \Delta h^2}, \quad (3.3)$$

$$z_n = x_n \sin A + (y_0 \cos A - x_0 \sin A), \quad (3.4)$$

$$\omega_n = x_n \sin A - (y_0 \sin A - x_0 \cos A), \quad (3.5)$$

x_n — координата n -го приемного элемента антенны в системе (x, y, z)

$$x_n = d_a \cdot \left(n - \frac{N_a + 1}{2} \right), \quad n = 1, 2, \dots, N_a;$$

(x_0, y_0) — координата в горизонтальной плоскости произвольной точки на траектории движения РИ, A — угол между осью РИ и линией антенны в горизонтальной плоскости, Δh — разность глубин РИ и антенны (см. рис. 3). Нетрудно убедиться, что преобразование $x_0 \rightarrow x_0 + d \cos A$, $y_0 \rightarrow y_0 + d \sin A$, где d — произвольное расстояние ("скольжение" точки (x_0, y_0) по траектории) не меняет z_n , а к l добавляет константу, не зависящую от x_n , которая "исчезает" при вычислении квадрата модуля $|\hat{R}'_{k,j}|^2$ в (2.8).

Как следует из (3.1), $\Gamma_{ВЧД}$ не зависит от j (от текущего положения РИ на траектории движения), что значительно упрощает вычисления. Для частного случая параллельного движения РИ ($A = 0^\circ$) (3.1), естественно, совпадает с (1.4), если используется асимптотическое разложение функции Ханкеля (1.6).

Как уже указывалось (см. также [6]), при каждом текущем положении РИ правильный результат получается для определенного сектора углов $[\theta_{1,j}, \theta_{2,j}]$ — сектора достоверного воспроизведения ХН (методическая погрешность внутри сектора $[\theta_{1,j}, \theta_{2,j}]$ практически не зависит от вида распределения и не превосходит 1–1,5 дБ; вне сектора $[\theta_{1,j}, \theta_{2,j}]$ значения ХН практически равны нулю). Поскольку погрешность внутри СДВ слабо зависит от конкретного распределения амплитуд и фаз на РИ, для каждой определенной траектории СДВ можно построить численно, выполняя расчеты для некоторого "тестового" (модельного) РИ. В этом качестве естественно использовать

1) либо пространственно некогерентный РИ длиной D_s ,

2) либо пространственно когерентный РИ длиной D_s с постоянной амплитудой monopольных источников и углом фазирования θ_ϕ , совпадающим с текущим углом θ .

Для тестового РИ (1) оценка $\hat{R}_{\text{мод } j}$ вычисляется по формуле:

$$\hat{R}_{\text{мод } j}(\theta_k) = \frac{1}{L} [\Gamma_{ВЧД} G_j G_j^+ \Gamma_{ВЧД}^+]_{kk}; \quad (3.6)$$

для тестового РИ (2):

$$\hat{R}_{\text{мод } j}(\theta_k) = \frac{1}{L^2} | [\Gamma_{ВЧД} G_j m_{\text{мод}}]_{kk} |^2, \quad (3.7)$$

где $m_{\text{мод } l} = \exp(i\pi l \sin \theta_k)$, $l = 1, 2, \dots, L$, $L =$ ближайшее целое к $\{2D_s f/c\}$.

Конкретно метод построения СДВ заключается в вычислении оценки $\hat{R}_{\text{мод } j}(\theta_k)$ и сравнении ее с точной модельной ХН $R_{\text{мод } j}(\theta_k)$, которая для данных "тестовых" РИ известна. Для данного j принадлежащими СДВ считаются углы θ_k , для которых

$$10^{-\eta/10} \leq \frac{\hat{R}_{\text{мод } j}(\theta_k)}{R_{\text{мод } j}(\theta_k)} \leq 10^{\eta/10}, \quad (3.8)$$

где η [дБ] — заданная допустимая методическая погрешность. Расчеты показали, что оптимальной величиной η является 1,5 дБ. Меньшие значения η приводят к разрывам внутри СДВ из-за небольших колебаний $\hat{R}_{\text{мод } j}$ около единицы, большие значения неоправданно завышают методическую погрешность.

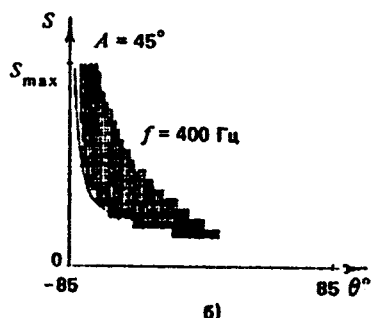
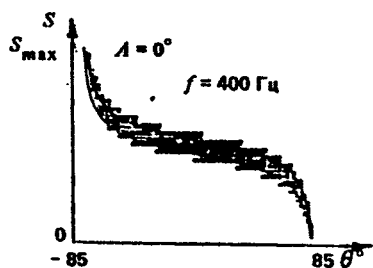
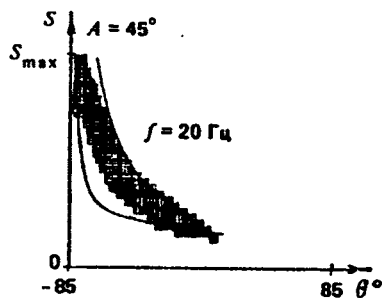
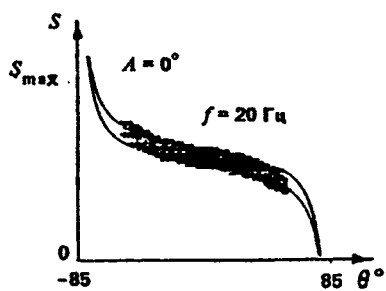
На рис. 4 представлены СДВ в виде заштрихованных областей на плоскости (θ, s) , где $s = vt$ для частот 20 и 400 Гц и траекторий движения под углами $A = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$.

Достаточно хорошие оценки границ СДВ могут быть получены исходя из чисто геометрических построений с помощью лучей, проведенных из концевых точек РИ через концы антенны (см. [1]). На рис. 4 эти оценки границ показаны тонкими сплошными линиями. Как видно из рис. 4, эти оценки весьма точны и могут использоваться как начальное приближение для расчета по моделям 1,2.

С учетом данного способа определения СДВ вес γ в формуле (2.8) выбираются в виде $\gamma_{j,k} = 1$ при выполнении условия (3.8) и $\gamma_{j,k} = 0$ — в противоположном случае. Границы результирующего СДВ с учетом накопления по траектории движения определяются как $\theta_1 = \min_j \theta_{1,j}$, $\theta_2 = \max_j \theta_{2,j}$, т. е. результирующие СДВ есть проекции областей, показанных на рис. 4, на ось θ .

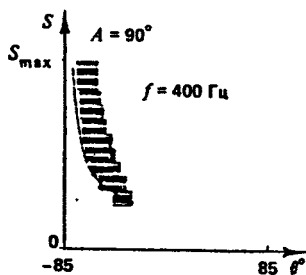
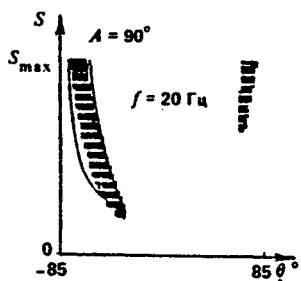
Как следует из графиков на рис. 4, нельзя построить ХН во всем секторе азимутальных углов $[0^\circ, 360^\circ]$ только по одной траектории; необходимо, как минимум, просуммировать результаты оценивания по четырем траекториям с $A = 0^\circ, 45^\circ, 180^\circ$ и 235° . Этим траекторий, как правило, оказывается и достаточно.

При оценке вектора m — распределения монополярных источников на излучателе — ВЧА-приближение сводится к физически достаточно очевидной процедуре фокусировки приемной антенны в различные точки на излучателе. Свойства таких оценок (разрешающая способность по координате вдоль излучателя и пр.) рассмотрены в работе [12].



а)

б)



в)

Рис. 4. СДВ для частот 20 и 400 Гц. Угол между траекторией движения и антенной — 0°(а), 45°(б), 90°(в)

Помехоустойчивость ВЧА-алгоритма может быть оценена с помощью отношения шум/сигнал после обработки $\sqrt{\text{disp}\{\hat{R}(\theta)\}}/D_0$, где $\text{disp}\{\hat{R}\}$ — дисперсия оценки \hat{R} после траекторного усреднения, D_0 — усредненная по углу 0° – 360° величина ХН. Для общей структуры алгоритма, приведенной в разд. 2, с учетом принятых статистических свойств сигнала и помехи

$$\text{disp}\{\hat{R}(\theta_k)\} = \sum_j [\gamma_j(\theta_k)]^2 (N_{jk} + S_{jk}), \quad (3.9)$$

где $N_{jk} = [\Gamma_j K \Gamma_j^\dagger]_{kk}$, $S_{jk} = [\Gamma_j G_j M G_j^\dagger \Gamma_j^\dagger]_{kk}$. Второе слагаемое в (3.9) определяет вклад в дисперсию сигнала, имеющего, как и помеха, "шумовой" характер. Этим слагаемым можно пренебречь, если входное отношение сигнал/шум мало, либо, если в данной частотной полосе спектр сигнала представляет собой узкую линию, так что сигнал практически можно считать детерминированным. В дальнейшем слагаемое S_{jk} учитываться не будет.

Для $\Gamma_j = \Gamma_{\text{ВЧА}}$ (см. (3.1)):

$$\frac{\sqrt{\text{disp}\{\hat{R}(\theta)\}}}{D_0} = \frac{1}{\text{ОСШ}_{\text{вх}}} \left(\frac{v}{D_\tau(\theta) \Delta f} \right)^{1/2} \frac{r^2(\theta)}{r_c^2}, \quad (3.10)$$

где $\text{ОСШ}_{\text{вх}} = D_0/\rho_{\text{ш}}$ — отношение сигнал/шум на входе измерительной системы; $\rho_{\text{ш}}$ — мощность помехи на приемных элементах; r_c — дистанция, к которой приводятся численные значения величин $R(\theta)$ и D_0 , $D_\tau(\theta)$ — длина отрезка траектории движения РИ, участвующего в формировании ХН для угла θ . Для ковариационной матрицы помехи вида $K = \rho_{\text{ш}} I$ (I — единичная матрица):

$$r^2(\theta) \approx \frac{1}{2} \int_{-D_a/2}^{D_a/2} \rho(x, \theta) dx, \quad (3.11)$$

где $\rho(x, \theta)$ определено (3.2). В частности, для траектории движения, параллельной антенне, $r^2 \approx \frac{1}{2} r_0 D_a \cos \theta$ и $D_\tau(\theta) \approx D_a - D_s$, где D_s — длина РИ. Отсюда следует, что (3.10) пропорционально $D_a / \sqrt{D_a - D_s}$, т. е. помехозащищенность ухудшается с увеличением длины приемной антенны. Это ухудшение связано с неоптимальностью ВЧА-алгоритма, не учитывающего конечные размеры РИ и его текущее положение на траектории движения.

В целом при использовании ВЧА-алгоритма возникают следующие основные препятствия. Во-первых, достаточно сложно построить обобщения (3.1), например, для среды распространения, отличной от свободного пространства, или антенны, изогнутой по известному закону. Во-вторых, как было показано выше, ВЧА-алгоритм не оптимален по помехозащищенности. Данные обстоятельства ограничивают область его применения, и возникает естественная потребность в разработке универсальных алгоритмов реконструкции. В следующем разделе предлагается вариант вывода подобного алгоритма.

4. АЛГОРИТМ МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОГО ОЦЕНИВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЯ

В рамках описанной выше модели принимаемого антенной сигнала (2.3) отличный от ВЧА алгоритм обработки может быть построен на основе известного статистического критерия максимального правдоподобия.

Предполагая, что излучаемый случайный сигнал и внешний шум описываются в рамках гауссовой статистики, определим функцию правдоподобия для выборки принимаемого антенной сигнала p_j [13]:

$$\ln w_p = -0,5 \sum_j [p_j^+ P_j^{-1} p_j + \ln \det (P_j)] + \text{const.} \quad (4.1)$$

Все приведенные ниже матричные операции аналогичны при определении матрицы R или M , поэтому ограничимся рассмотрением реконструкции только матрицы R .

Без ограничения общности можно предположить, что углы θ_k и координаты источников на излучателе x_l удовлетворяют соотношению

$$\frac{L}{c} (x_{l+1} - x_l) (\sin \theta_{k+1} - \sin \theta_k) = \frac{1}{L}, \quad (4.2)$$

L — число источников; тогда U является, с точностью до постоянного множителя, унитарной матрицей: $U^{-1} = \frac{r_c^2}{L} U^+$. Соответственно M можно выразить через R : $M = U^{-1} R (U^{-1})^+$. Вместо (2.4) получаем:

$$P_j = H_j R H_j^+ + K, \quad (4.3)$$

где $H_j = G_j U^{-1} = \frac{r_c^2}{L} G_j U^+$. В соответствии с принципом макси-

мального правдоподобия асимптотически* эффективная (т. е. с наименьшей дисперсией или, в обычном понимании, оптимальная) оценка R должна максимизировать (4.1). Дифференцируя (4.1) по R , получаем следующее уравнение для оценки R :

$$\sum_j \mathbf{H}_j (\mathbf{P}_j^{-1} \mathbf{S}_j \mathbf{P}_j^{-1} - \mathbf{P}_j^{-1}) \mathbf{H}_j^+ = 0, \quad (4.4)$$

где $\mathbf{S}_j = \rho_j \rho_j^+$, \mathbf{P}_j выражается через R с помощью (4.3).

Уравнение (4.4) является нелинейным относительно искомой матрицы R ; даже численное его решение сопряжено со значительными трудностями. Поэтому в дальнейшем будут строиться упрощенные статистики для оценки R .

Проанализируем вначале (4.4) для случая $L = 1$, когда оценивается мощность единственного источника. При $L = 1$ R является скаляром (числом), а матрица \mathbf{H}_j вырождается в вектор $r_c \mathbf{g}_j$, где \mathbf{g}_j — столбец \mathbf{G}_j . Предположим, что корреляционная матрица шума \mathbf{K} известна и может быть представлена в виде $\mathbf{K} = \rho_{\text{ш}} \mathbf{I}$, \mathbf{I} — единичная матрица, $\rho_{\text{ш}}$ — известная мощность внешнего шума на приемных элементах. Такое представление справедливо для изотропного внешнего шума при расстоянии между приемными элементами $d_a = \frac{\lambda}{2}$, $\lambda = c/f$ — длина волны на частоте f . После несложных преобразований уравнение (4.4) для оценки \hat{R} принимает вид

$$\sum_j \frac{s_j - \rho_{\text{ш}} b_j - R b_j^2}{(\rho_{\text{ш}} + R b_j)^2} = 0, \quad (4.5)$$

где

$$b_j = r_c (\mathbf{g}_j^+ \mathbf{g}_j), \quad s_j = r_c |\mathbf{g}_j^+ \rho_j|^2.$$

Решение (4.5) находится только численными методами. Можно, однако, линеаризовать (4.5), пренебрегая в знаменателе $R b_j$ по сравнению с $\rho_{\text{ш}}$.

Линеаризованная оценка \hat{R} имеет простой вид:

$$\hat{R} = \frac{1}{\sum_j b_j^2} \sum_j (s_j - \rho_{\text{ш}} b_j). \quad (4.6)$$

Замечательными свойствами оценки (4.6) являются ее несме-

* Т. е. при большом числе независимых отсчетов.

щенность: $\mathcal{E}\{\hat{R}\} = R$, что непосредственно следует из (4.6); и состоятельность: $\text{cov}(\hat{R}, \hat{R}) \sim J^{-1}$, где J — число временных отсчетов, что следует из выражения для ковариации оценки \hat{R} :

$$\text{cov}(\hat{R}, \hat{R}) = \frac{\rho_{\text{ш}}^2}{\left(\sum_I b_j^2\right)^2} \sum_I b_j^2 \left(1 + \frac{R}{\rho_{\text{ш}}} b_j\right)^2. \quad (4.7)$$

Для произвольного числа источников L линейризацию (4.4) можно выполнить, разлагая P_j^{-1} в ряд по обратным степеням $\rho_{\text{ш}}$ (см., в частности, [11]):

$$P_j^{-1} = \frac{1}{\rho_{\text{ш}}} \left(1 + \frac{1}{\rho_{\text{ш}}} N_j R N_j^+\right)^{-1} = \frac{1}{\rho_{\text{ш}}} I - \frac{1}{\rho_{\text{ш}}^2} N_j R N_j^+ + \dots$$

Удерживая соответствующие члены разложения, получаем

$$\begin{aligned} \sum_I q_j q_j^+ - \rho_{\text{ш}} \sum_I B_j &\equiv \sum_I \left(\frac{1}{\rho_{\text{ш}}} q_j q_j^+ R B_j + \right. \\ &\left. + \frac{1}{\rho_{\text{ш}}} B_j R q_j q_j^+ - B_j R B_j\right), \end{aligned} \quad (4.8)$$

где $B_j = N_j^+ N_j = \left(\frac{r_c}{L}\right)^2 U G_j^+ G_j U^+$, $q_j = N_j^+ p_j$. С учетом того, что $\mathcal{E}\{q_j q_j^+\} = \rho_{\text{ш}} B_j + B_j R B_j$, окончательно приходим к уравнению

$$\sum_I B_j R B_j = \sum_I q_j q_j^+ - S_{\text{комп}}, \quad (4.9)$$

где $S_{\text{комп}} = \rho_{\text{ш}} \sum_I B_j$.

Оценка \hat{R} , следующая из (4.9), так же как и ее аналог (4.6), обладает свойством несмещенности и состоятельности и поэтому может использоваться для любых ОСШ_{нх}. По своей структуре (4.9) представляет собой систему из L^2 вещественных уравнений для элементов $R_{l,r}$ (с учетом эрмитовой симметрии R). Правая часть системы состоит из двух слагаемых. Первое представляет собой по существу квадратичную (корреляционную) процедуру обработки входных сигналов. Второе слагаемое — матрица $S_{\text{комп}}$ — есть не что иное, как компенсация мощности внешней помехи для определенного типа ее пространственной матрицы ковариации, а именно: $K = \rho_{\text{ш}} I$. Заметим, что ни мощность внешнего шума $\rho_{\text{ш}}$, ни тем более

корреляционные свойства помехи на антенне нельзя считать априорно известными. Поэтому при практической реализации второе слагаемое должно быть заменено на его аналог — оценку $S_{\text{комп}}$, определяемую непосредственно по реализации помехи $e_j^{(0)}$, измеренной в отсутствие сигнала, например, перед началом измерений. При построении оценки $\hat{S}_{\text{комп}}$ должны использоваться те же операции, что и над сигналом, т. е.

$$\hat{S}_{\text{комп}} = \sum_j (N_j^+ e_j^{(0)}) (N_j^+ e_j^{(0)})^+ \quad (4.10)$$

Матрицу системы линейных уравнений (4.9) образуют величины $Q_{ll',kk'}$:

$$Q_{ll',kk'} = \sum_j [B_j]_{lk} [B_j]_{l'k'} \quad (4.11)$$

Основная трудность практического использования (4.9) заключается в слишком большом порядке системы. Поэтому ниже предлагаются алгоритмы, близкие по структуре к (4.9), но сводящиеся к решению меньшего числа систем из L уравнений.

Применительно к выводу таких алгоритмов проанализируем ситуацию, когда излучатель неподвижен. Матрица G_j и все производные от нее матрицы в этом случае не зависят от j , и R определяется из (4.9) элементарно, если существует матрица B^{-1} :

$$\hat{R} = \frac{1}{J} B^{-1} N^+ \left(\sum_j q_j q_j^+ \right) N B^{-1} - R_{\text{комп}} \quad (4.12)$$

$R_{\text{комп}} = B^{-1} S_{\text{комп}} B^{-1}$. Процедура (4.12) может быть получена и другим путем. Представим модель сигнала в виде

$$p_j = N R'_j + e_j \quad (4.13)$$

и построим, как и предлагалось выше, оценку вектора мгновенных значений диаграммы направленности:

$$\hat{R}'_j = B^{-1} N^+ p_j \quad (4.14)$$

Оценка (4.14) является хорошо известной максимально правдоподобной оценкой для первого момента распределенного по нормальному закону вектора R' с единичной матрицей ковариации. Такой подход вполне допустим для модели (4.13), поскольку можно формально рассматривать как случайные зависимости элементов R' , e , p от индекса n , считая, что в каждый момент j реализуется

некоторый неизвестный, но вполне определенный, например, вектор R'_j . Строя далее оценку R в виде

$$\hat{R} = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \hat{R}'_j \hat{R}'_j^+, \quad (4.15)$$

и подставляя (4.14) в (4.15), приходим в точности к (4.12), за исключением слагаемого $R_{\text{комп}}$, которое очевидным образом всегда может быть введено на заключительной стадии процедуры обработки.

Рассмотренная выше схема обработки подсказывает, что и в случае движущегося источника обработка может выполняться аналогично (4.14), (4.15), но с заменой в (4.14) $B^{-1} N^+$ на $B_j^{-1} N_j^+$.

Таким образом, оценка ХН на основе принципа максимального правдоподобия может быть построена с помощью оценок "мгновенных" диаграмм направленности R'_j для каждого временного отсчета j аналогично (2.8):

$$\hat{R}'_j = B_j^{-1} N_j^+ p_j, \quad (4.16)$$

$$\hat{R}_k = \sum_j \gamma'_{k,j} |\hat{R}'_{k,j}|^2 - R_{\text{комп } k} \quad (4.17)$$

где $N_j = G_j U^{-1}$, $B_j = N_j^+ N_j = (U^{-1})^+ G_j^+ G_j U^{-1}$, $\gamma'_{k,j}$ — нормированные весовые множители (см. ниже).

Практическая применимость (4.16) определяется возможностью обращения B_j либо $G_j^+ G_j$, поскольку U с точностью до константы является унитарной матрицей. На рис. 5 приведены серии собственных чисел λ_j матриц $G_j^+ G_j$ для частоты 400 Гц при $A = 0^\circ$ и $A = 45^\circ$, для значений j , отвечающих начальным и серединным участкам траектории движения РИ относительно приемной антенны. Как видно из рис. 5 и как было получено для широкого диапазона частот, дистанций и прочих параметров, матрица $G_j^+ G_j$ имеет в своем спектре область близких к нулю собственных чисел; при этом выражение (4.16) напрямую не может быть использовано.

Факт плохой обусловленности матрицы $G_j^+ G_j$ является очень важным при построении алгоритмов пространственной обработки в методе "ближней зоны". Он означает, что несмещенных оценок для

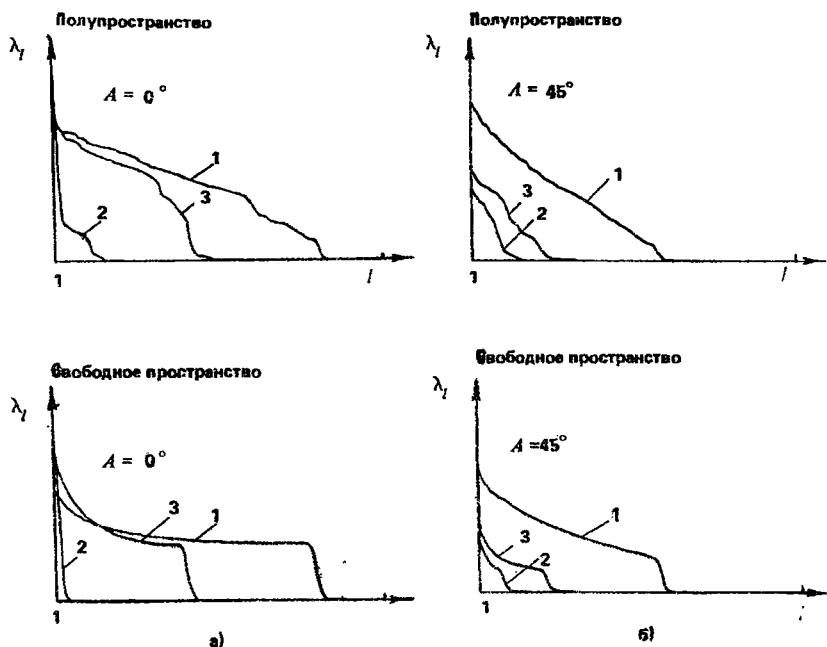


Рис. 5. Собственные числа матрицы $G^\dagger G_j$ для частоты 400 Гц при угле между траекторией движения и антенной 0° (а) и 45° (б) (номера кривых отвечают местоположению источника на траектории: 1 – центр, 2 – край, 3 – промежуточное положение)

ХН во всем секторе углов $[0^\circ, 180^\circ]$ практически не существует*, а следовательно, в коррекции нуждается сам принцип максимального правдоподобия, рассчитанный на несмещенные оценки.

Приведенные ниже модификации способа вывода оценок основываются на модели (2.3). Будем считать, что каждому моменту j отвечает некоторый детерминированный неизвестный вектор m (либо R'). Тогда плотность распределения вероятности (п.р.в.) вектора p определяется средним Gm (либо HR') и ковариацией K . Будем также считать, что возможные реализации образуют ансамбль с априорной п. р. в. $\omega_{\text{апр}}$, характеризуемой средним $m_{\text{апр}} = 0$ и матрицей ковариации $M_{\text{апр}}$. При такой постановке задачи можно:

* Этот результат естественно согласуется с фактом существования СДВ ХН, полученным с использованием ВЧА-алгоритма

а) минимизировать среднюю невязку $\mathcal{E}\{(\hat{m} - m)^+(\hat{m} - m)\}$ либо $\mathcal{E}\{(\hat{R}' - R')^+(\hat{R}' - R')\}$, где \hat{m} , \hat{R}' — искомые оценки;

б) максимизировать обобщенную функцию правдоподобия $w_e w_{\text{апр}}$ по неизвестным параметрам m или R' .

Матрица пространственной обработки сигнала Γ в случаях а и б соответственно определяется соотношениями

$$\Gamma = U M_{\text{апр}} G^+ (G M_{\text{апр}} G^+ + K)^{-1}, \quad (4.18a)$$

$$\Gamma = U (G^+ K^{-1} G + M_{\text{апр}}^{-1})^{-1} G^+ K^{-1}. \quad (4.18б)$$

Если априорные сведения об ожидаемых распределениях источников на РИ отсутствуют, для задания $M_{\text{апр}}$ можно воспользоваться информационным критерием. Рассмотрим приращение количества информации ΔI , возникающее за счет задания $M_{\text{апр}}$:

$$\Delta I = \mathcal{E}\{\log w_e w_{\text{апр}} - \log w_e\} = C - \frac{1}{2} \log \det M_{\text{апр}}, \quad (4.19)$$

где C — константа, не зависящая от $M_{\text{апр}}$.

Фиксируя среднюю мощность излучения D_0 , приведенную к стандартной дистанции ($D_0 \sim \text{Sp}(M_{\text{апр}})$), получаем, что условный экстремум (минимум) ΔI достигается при $M_{\text{апр}} = \frac{D_0}{L} I$ (I — единичная матрица).

Ковариационная матрица внешних шумов K в соотношении (4.18a) выполняет функции регуляризатора, а в (4.18б) дополнительно используется для "выбеливания" сигнала (операция, общепринятая в оптимальной фильтрации). Для процедур (4.18a), (4.18б) в дальнейшем принято $K = \rho_{\text{ш}} I$; такой вид матрицы внешней помехи обеспечивает меньшую чувствительность (4.18) к отклонениям реальной матрицы ковариации помех от "модельной", используемой в (4.18).

Для принятого вида $M_{\text{апр}}$, K (4.18a) и (4.18б) становятся тождественными и

$$\Gamma = U (G^+ G + \varepsilon I)^{-1} G^+, \quad (4.20)$$

где

$$\varepsilon = \frac{L}{r_c^2 \text{ОСШ}_{\text{вк}}}. \quad (4.21)$$

Соответственно в "полном" алгоритме обработки G и Γ должны быть заменены на текущие значения:

$$\Gamma_j = U (G_j^+ G_j + \varepsilon I)^{-1} G_j^+, \quad (4.22)$$

Параметр ε фактически регулирует долю вклада в общую погрешность смещения (т. е. методической составляющей) и дисперсии, определяемой внешним шумом e_j . При уменьшении ε смещение уменьшается, а дисперсия растет; суммарная же погрешность достигает минимума при определенном значении ε . Такое значение дается (4.21) для одной временной реализации. Для некогерентного суммирования по многим временным отсчетам оптимальная величина ε будет, естественно, отличаться от (4.21).

Чтобы оценить оптимальную величину ε для полного алгоритма обработки, введем в рассмотрение методическую погрешность $\Delta_{\mathbf{u}}$ (смещение оценки):

$$\Delta_{\mathbf{u}} = \left| \sum_j \gamma'_j u_{\varepsilon,j}^+ \mathbf{M} u_{\varepsilon,j} - \mathbf{u}^+ \mathbf{M} \mathbf{u} \right|, \quad (4.23)$$

где \mathbf{u} — столбец матрицы \mathbf{U} , $u_{\varepsilon,j}^+ = \mathbf{u}^+ (G_j^+ G_j + \varepsilon I)^{-1} G_j^+ G_j$; и дисперсию оценки (флюктуационный член) $\Delta_{\text{фл}}^2$:

$$\Delta_{\text{фл}}^2 = \text{disp}(\hat{R}) = \sum_j (\gamma'_j)^2 \{ r_j^+ \|\sin c [2\pi \frac{f}{c} d_a (n-m)] \| r_j \}^2, \quad (4.24)$$

где r_j — k -й столбец G_j . Непосредственно из (4.23), (4.24) определить ε нельзя, так как в (4.23) входит неизвестная матрица ковариации источников \mathbf{M} . Можно, однако, перейти к оценкам сверху для (4.23), (4.24):

$$\Delta_{\mathbf{u}} \leq \Delta'_{\mathbf{u}} = \|\mathbf{M}\| \sum_j \Delta_{\varepsilon,j} (2\|u_{\varepsilon,j}\| + \Delta_{\varepsilon,j}), \quad (4.25)$$

$$\Delta_{\varepsilon,j} = \|\sqrt{\gamma'_j} u_{\varepsilon,j} - \frac{1}{\sqrt{J}} \mathbf{u}\|,$$

где $\|\mathbf{u}\|$ — евклидова норма вектора \mathbf{u} : $\|\mathbf{u}\|^2 = \mathbf{u}^+ \mathbf{u}$, $\|\mathbf{M}\| = \beta \text{Sp}(\mathbf{M})$, $\beta = \mu_1 / \sum_{l=1}^L \mu_l$, μ_l — собственные числа \mathbf{M} , упорядоченные в порядке

убывания; β принимает значения в интервале $[\frac{1}{L}, 1]$; нижняя граница достигается для абсолютно некогерентного РИ, верхняя — для абсолютно когерентного РИ с $\mathbf{M} = mm^+$, $\text{Sp}(\mathbf{M}) = r_c^2 D_0$, D_0 — средний по углам уровень излучения на стандартной дистанции. Неравенство

(4.25) следует из элементарного неравенства $u^+ M v \leq \|M\| \|u\| \|v\|$.

Для $\|u_{\varepsilon, j}\|$ и $\Delta_{\varepsilon, j}$ целесообразно использовать представление

$$G_j^+ G_j = \sum_{l=1}^L \lambda_{l, j} w_{l, j} w_{l, j}^+,$$

где $\lambda_{l, j}$ — собственные числа, $w_{l, j}$ — собственные векторы $G_j^+ G_j$. В этом представлении

$$\|u_{\varepsilon, j}\|^2 = \sum_{l=1}^L \frac{\lambda_{l, j}^2}{(\lambda_{l, j} + \varepsilon)^2} p_{l, j}, \quad (4.26)$$

$$\Delta_{\varepsilon, j}^2 = \sum_{l=1}^L \left(\frac{\lambda_{l, j}}{\lambda_{l, j} + \varepsilon} \sqrt{\gamma'_j} - \frac{1}{j} \right)^2 p_{l, j}, \quad (4.27)$$

где $p_l = \|u^+ w_{l, j}\|^2$. Для $\Delta_{\text{фл}}$ получаем оценку сверху

$$\Delta_{\text{фл}} \leq \Delta'_{\text{фл}} = p_{\text{ш}} \kappa_j \left[\sum_l (\gamma'_j)^2 \|r_j\|^4 \right]^{1/2}, \quad (4.28)$$

$$\|r_j\|^2 = \sum_{l=1}^L \frac{\lambda_{l, j}^2}{(\lambda_{l, j} + \varepsilon)^2} p_{l, j}, \quad (4.29)$$

κ_j — максимальное собственное число $\|\sin c [2\pi \frac{f}{c} d_a (n - m)]\|$; в (4.24) учтен вклад только собственно помеховой составляющей.

После сделанных преобразований оценка сверху для суммарного доверительного интервала $\Delta'_{\Sigma, \lambda} = \Delta'_m + 2 \Delta'_{\text{фл}}$ приобретает вид

$$\Delta'_{\Sigma, \lambda} = \text{const} \left[\sum_j \Delta_{j, \varepsilon} (2 \|u_{\varepsilon, j}\| + \Delta) + \varepsilon^0 \sqrt{\sum_j (\gamma'_j)^2 \|r_j\|^4} \right], \quad (4.30)$$

где

$$\varepsilon^{(0)} = \frac{\kappa_j}{\beta r_c^2 \text{ОСШ}_{\text{ш}}}, \quad (4.31)$$

$\|u_{\varepsilon, j}\|$, $\Delta_{\varepsilon, j}$, $\|r_j\|$ определяются в (4.26), (4.27), (4.29) соответственно. Выражение в квадратных скобках должно быть минимизировано по ε , для чего требуется задание одного единственного априорного параметра $\beta \text{ОСШ}_{\text{ш}}$. При минимизации (4.30) по ε веса γ'_j следует

положить равными $1/J$; сама минимизация выполняется стандартными численными методами, в качестве начального приближения выбирается $\varepsilon = \varepsilon^{(0)}/\sqrt{J}$.

Последним шагом построения МПОР-алгоритма является выбор весов γ'_j . Для этого минимизировалась сумма $\Delta_m^2 + 2 \Delta_{\Phi_m}^2$ для специального вида $M = (r_c^2 D_0/L) I$, отвечающего модели абсолютно некогерентного РИ, и $K = p_{\text{ш}} I$. Решение этой задачи находится в явном виде:

$$\gamma_j = \frac{1}{b_j^2} [1 - c(a_j - 1)], \quad c = \frac{c_1}{1 + c_2}, \quad c_l = \sum_j \frac{(a_j - 1)^l}{b_j^2}, \quad l = 1, 2, \quad (4.32)$$

$$b_l = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \frac{\lambda_{i,j} (\lambda_{i,j} + \varepsilon_\gamma)}{(\lambda_{i,j} + \varepsilon)^2} p_{l,j}, \quad a_j = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \frac{\lambda_{i,j}^2}{(\lambda_{i,j} + \varepsilon)^2} p_{l,j},$$

где

$$\varepsilon_\gamma = \frac{L}{r_c^2 \text{ОСШ}_{\text{нх}}}. \quad (4.33)$$

Нормировка выполняется обычным способом: $\gamma'_j = \gamma_j/S$, $S = \sum_j \gamma_j$.

Таким образом, МПОР-алгоритм включает вычисление матрицы пространственной обработки (4.22), умножение ее на векторы входных сигналов соответственно (2.7) и суммирование с весами (4.32).

Параметр обработки ε , используемый в (4.22), находится путем минимизации оценки сверху суммарного доверительного интервала (4.30) при заданном априорном ОСШ_{нх}.

5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С целью определения результирующей погрешности реконструкции ХН излучателей выполнялось численное моделирование. Для набора определенных типов РИ, различающихся степенью пространственной когерентности и т. п., для ряда частот диапазона 10+200 Гц задавались ковариационные матрицы источников на излучателе М. Далее, для определенной модели среды распростра-

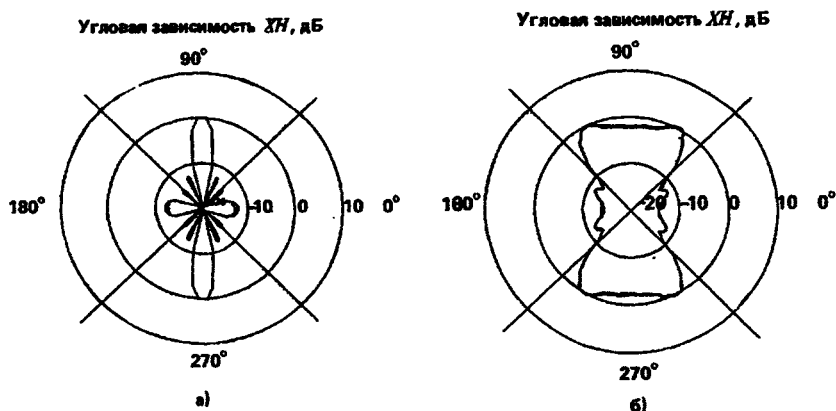


Рис. 6. Восстановление ХН (ВЧА-алгоритм) источников: а – когерентный источник, б – частично когерентный источник. Модель среды распространения – свободное пространство

нения (свободное пространство, полупространство с мягкой границей и волновод – плоскостойкая среда с определенным профилем $c(z)$) находилась текущая ковариационная матрица сигналов на антенне $P_j = G_j^+ M G_j$ и, наконец, с использованием ВЧА- и МПОР-алгоритмов находилась оценка ХН – $\hat{R}(\theta_k)$. Оценка ХН строилась в полном угле 0° – 360° путем "сшивания" данных по четырем траекториям движения РИ: с $A = 0^\circ, 45^\circ, 180^\circ, 235^\circ$. Найденная оценка сравнивалась с точной ХН $R(\theta_k) = u^+(\theta_k) M u(\theta_k)$, u – столбец матрицы U (см. разд. 2). Моделирование проводилось для $D_a \approx 200$ м, интервалов траектории движения РИ $\approx 10^3$ м и минимальных дистанций между РИ и антенной порядка 70 – 100 м.

В качестве иллюстрации на рис. 6 приведены точные (----) и восстановленные (...) с помощью ВЧА-алгоритма ХН для абсолютно когерентного по пространству РИ (модель 1) с $M \sim mm^+$, где распределение $m = \|e^{i\psi x}\|$, $x_l = d_s(l - \frac{L_k + 1}{2})$, $L_k = 5$ (рис. 6, а), и для частично когерентного РИ (модель 2) с $M \sim \|I_0(\frac{|l-l'|d_s}{\rho_{кор}})\|$, где I_0 – функция Бесселя нулевого порядка, $\rho_{кор}$ – масштаб корреляции

*

Расчет функций Грина в этом случае выполнялся с учетом непрерывной составляющей спектра оператора Штурма-Лиувилля.

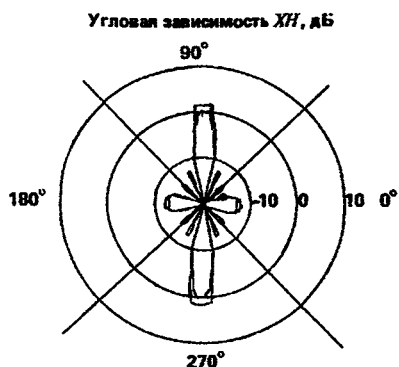


Рис. 7. Восстановление ХН (ВЧА-алгоритм) когерентного источника. Модель среды распространения — полупространство

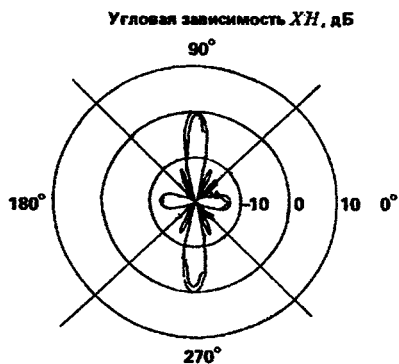


Рис. 8. Восстановление ХН (МПОР-алгоритм) когерентного источника при несогласованных моделях среды распространения и среды обработки

(рис. 6, б); в качестве модели среды распространения использовалось свободное пространство. В целом расчеты, выполненные для семи различных типов РИ на многих частотах диапазона, показали, что погрешность реконструкции ХН не превышает 0.3 — 0.5 дБ в динамическом диапазоне 10 — 15 дБ.

Для модели распространения "полупространство" погрешность при использовании ВЧА-алгоритма, естественно, возросла до 3 дБ (рис. 7, модель 1), что существенно в области низких частот и "узких" частотных полос. Заметим, что этот эффект связан с несовпадением среды распространения при расчете сигнальной ковариационной матрицы на антенне P_i с моделью среды распространения, используемой при обработке ВЧА-алгоритмом (свободное пространство).

Понижение погрешности для сложных сред распространения было достигнуто с помощью МПОР-алгоритма. При его построении использовались матрицы G_i , отвечающие моделям сред "полупространство" и "волновод" (при этом сигнальная ковариационная матрица P_i рассчитывалась для среды распространения "волновод"). При совпадающих моделях сред погрешность не превосходила 0.3 дБ. При несогласованных моделях погрешность возросла до

*

Для высоких частот и широт ($\sim 1/3$ октавы) полос регулярная интерференционная структура, обуславливающая соответствующую составляющую погрешности, разрушается как из-за широкой полосы частот, так и из-за нерегулярности границы раздела (в данном случае — поверхностного волнения).

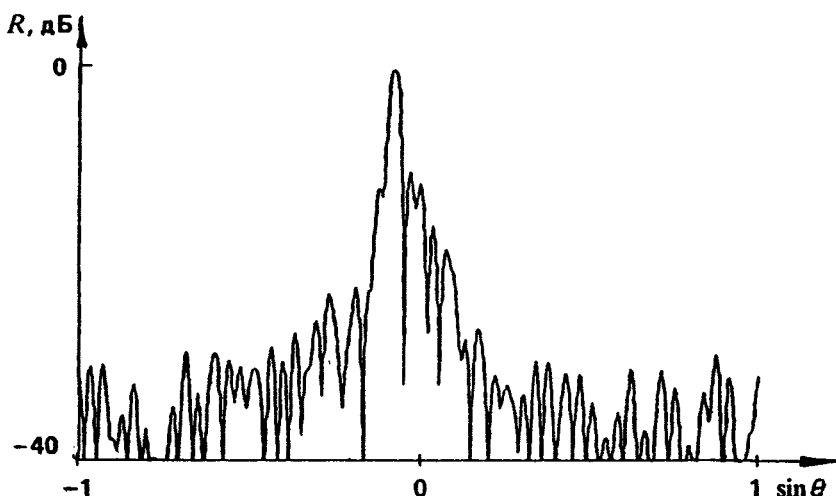
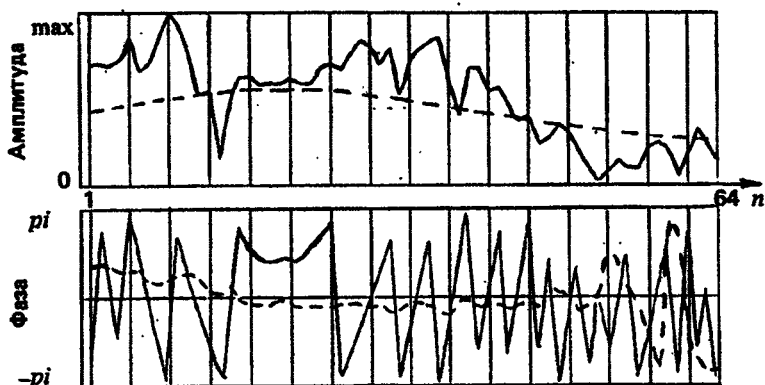


Рис. 9. Пространственный спектр сигнала на выходе приемной антенны (эксперимент)

0.5–1 дБ. В качестве иллюстрации на рис. 8 приведена восстановленная на основе МПОР-алгоритма ХН для модели 1 при несогласованных моделях среды распространения и среды обработки, используемой МПОР-алгоритмом. Таким образом, проведенные многочисленные расчеты для семи различных типов РИ показывают, что наиболее существенным фактором, определяющим погрешность, являются не донные отражения и небольшие вертикальные градиенты скорости звука, а отражение от "мягкой" границы, которое компенсируется с помощью МПОР-алгоритма.

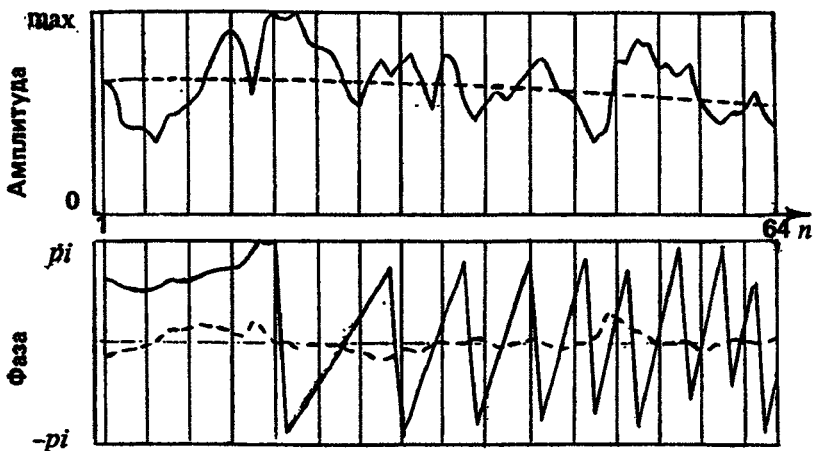
С целью проверки соответствия реальной пространственной структуры акустических сигналов модельным представлениям и апробации алгоритмов обработки проводился натурный эксперимент в морских условиях при глубинах около 80 м. В качестве приемного устройства использовалась гибкая гидроакустическая антенна длиной около 190 м с 64 расположенными эквидистантно гидрофонами. Антенна устанавливалась горизонтально на глубине 20 м вантовым способом; прогиб ее при этом не превышал 0.5 м. На рис. 9 показана ХН этой антенны, измеренная по излучателю на частоте порядка 240 Гц, расположенному приблизительно в 10 км от антенны в направлении θ' от нормали к антенне. На рис. 10 показана зависимость от номера гидрофона амплитуды и фазы акустического поля, создаваемого на антенне монопольным излуча-

$$x_s = -37,5 \text{ м}, \quad y_s = 70 \text{ м}$$



a)

$$x_s = -73,5 \text{ м}, \quad y_s = 236 \text{ м}$$



б)

Рис. 10. Распределение вдоль антенны амплитуды и фазы поля монополюсного источника при различных (а, б) расположениях относительно центра антенны (эксперимент). Штриховыми линиями показаны амплитуда и фаза (за вычетом измеренной), рассчитанные для источника, расположенного в свободном пространстве

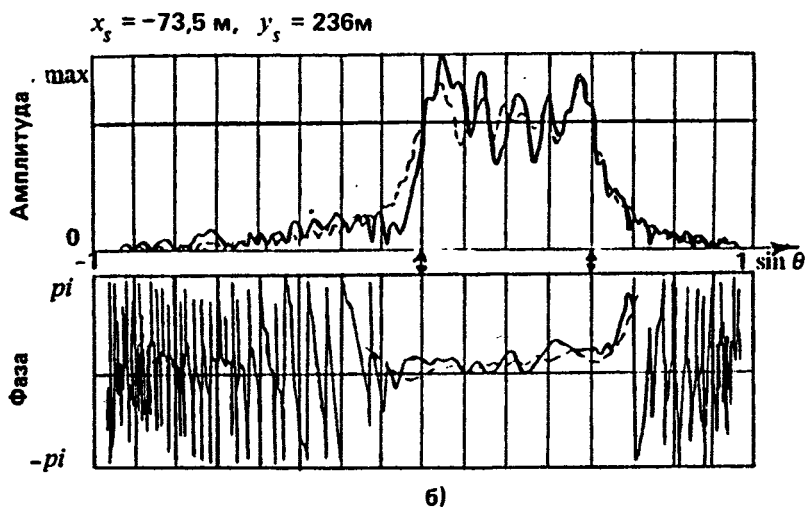
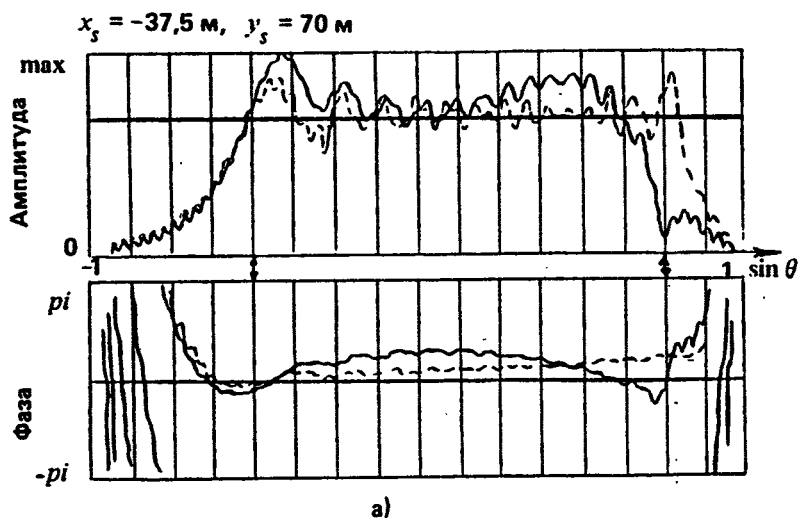


Рис. 11. Восстановление амплитуды и фазы диаграммы направленности монополярного источника при различных (а, б) расположениях относительно центра антенны. СДВ отмечен стрелками. Штриховые линии отмечают расчеты для среды распространения "свободное пространство"

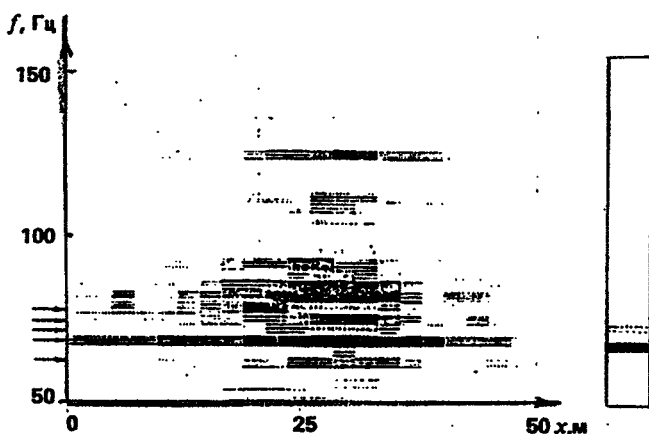


Рис. 12. Измеренное распределение спектральной плотности мощности "сторонних источников" вдоль корпуса судна

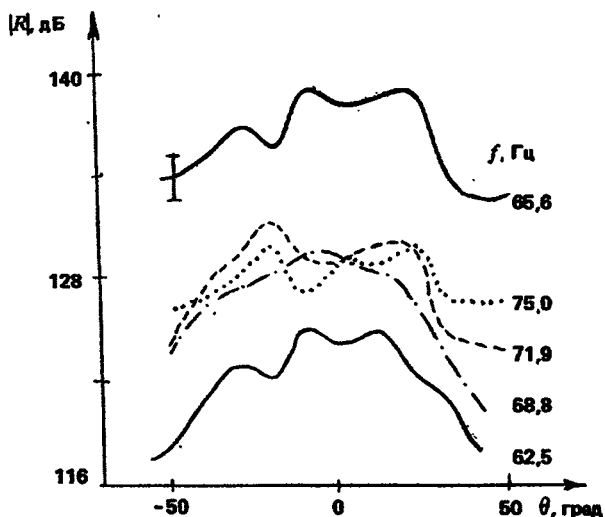


Рис. 13. Восстановленные ХН судна в узких полосах

телом, стационарно установленным на глубине антенны в точке с координатами x_s, y_s относительно центра антенны (координата x отсчитывалась вдоль антенны, y — по нормали к антенне в горизонтальной плоскости); величины x_s, y_s даны в метрах на рис. 10. На

рис. 11 приведены результаты реконструкции ХН монополюсного излучателя внутри СДВ, отвечающего данному взаимному расположению излучателя и антенны (вне СДВ реконструированная ХН асимптотически стремится к нулю). На тех же графиках штриховыми линиями показана реконструкция ХН модельного сигнала, рассчитанного для тех же координат излучателя и модели распространения "свободное пространство". Как видно из рис. 11, погрешность реконструкции ХН для реальных сигналов незначительно превышает методическую погрешность.

Аналогичные результаты были получены в режиме буксировки излучателей и использования методики ракурсного синтеза.

На рис. 12 показан фрагмент результата реконструкции пространственно-частотного распределения интенсивности $M(x, f) = E \{ |m(x, f)|^2 \}$ вдоль корпуса судна длиной порядка 60 м, двигавшегося параллельно антенне. На рис. 12 по горизонтали — текущая координата вдоль корпуса судна, по вертикали — частота; градации цвета от черного до белого соответствуют значениям M от максимального до нуля (масштаб линейный)*; окно справа — значения $M(x_0, f)$, где координата x_0 вынесена на 20 м за корпус судна (фоновый уровень). На рис. 13 показаны угловые зависимости ХН, построенные для частот, отмеченных стрелками на рис. 12.

Проведенный эксперимент показал, что структура сигнала на антенне от стационарных и движущихся источников на дистанциях 50—500 м и результаты их обработки вполне отвечают используемым модельным представлениям.

* * *

Как показывают результаты восстановления характеристик излучателей (численное моделирование и натурные эксперименты), а также проведенный анализ дисперсий получаемых оценок, характеристики источников могут быть реконструированы посредством предложенных алгоритмов с достаточно высокой точностью. Кроме того, МПОР-алгоритм позволяет адаптировать обработку под сложную структуру источника излучения и среду распространения (заданием наиболее близкой к реальной ситуации модельной функции Грина), что существенным образом повышает точность восстановления внутренней структуры сложных излучателей при распростране-

*

Наиболее вероятная интерпретация полученных данных следующая: основным источником акустического шума является дизельная установка, расположенная в середине судна.

нии в гидроакустических волноводах различных типов. Предложенный МПОР-алгоритм может быть также обобщен для решения широкого круга прикладных задач (например, для акустического мониторинга океана, для медицинской диагностики и т. п.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Турчин В. И. и др. Методы измерения характеристик антенн СВЧ / Под ред. Н. М. Цейтлина. М.: Радио и связь, 1985. 368 с.
2. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д., Курочкин А. П. и др. Методы измерения параметров излучающих систем в ближней зоне. Л.: Наука, 1985.
3. IEEE Trans. Antennas Propag., Special Issue on Near Field Scanning Techniques AP-36 (6). June 1988.
4. Вдовичева Н. К., Таланов В. И., Фикс И. Ш., Шерешевский И. А. Определение характеристик антенн в неоднородной среде по измерениям в ближнем поле: Препринт № 221 ИПФ АН СССР. Горький, 1988.
5. Фогель А. Л. Амплифазометрические измерения диаграмм направленности линейных антенн // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 11. С. 1360 - 1364.
6. Турчин В. И., Фикс И. Ш. Дистанционные измерения характеристик движущихся излучателей со сложной пространственно-временной структурой. Ч. 1. Основные физические принципы и методы обработки сигналов в высокочастотном приближении // Томографические методы в физ.-тех. измерениях. М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990. С. 159 - 173.
7. Кремер И. Я., Костылев В. И. Получение радиоизображений протяженных источников слабого случайного радиоизлучения в присутствии шумов // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 1. С. 10 - 17.
8. Borgiotti G. V., Rosen E. M. The determination of the far field of an acoustic radiator from sparse measurement samples in the near field // J. Acoust. Soc. Am. 92 (2), Pt. 1. August 1992. P. 807 - 818.
9. Sarkissian A. Reconstruction of the surface acoustic field on radiating structures // J. Acoust. Soc. Am. 92 (2), Pt. 1. August 1992. P. 825 - 830.
10. Stoughton R. Optimal near-field measurement in the presence of noise and reflections // J. Acoust. Soc. Am. 92 (2), Pt. 1. August 1992. P. 831 - 840.
11. Gershman A. B., Turchin V. I., Ugrinovsky R. A. Simple maximum-likelihood estimator of structured covariance parameters // Electron. Lett. 1992. V. 28, № 18. P. 1677 - 1678.
12. Кнафель А. И., Салин Б. М., Семенова Л. Р. и др. Голографические методы измерений характеристик излучения акустических источников // Виброакустические поля сложных объектов и их диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1989. С. 118 - 141.
13. Караваев В. В., Сазонов В. В. Статистическая теория пассивной локации. М.: Радио и связь, 1987. 238 с.

Городецкая Е. Ю., Малеханов А. И., Таланов В. И. Адаптивное управление акустическими полями в океанических волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 9.

Развивается адаптивный подход к задаче управления акустическим полем в многомодовом океаническом волноводе с использованием пространственно-развитых антенн. Подход заключается в оптимизации модовой структуры полезного сигнала на удаленной от источников приемной апертуре с учетом статистических эффектов распространения. Исследование методов адаптивного управления проводится на основе ортогональных разложений принимаемого сигнала в координатном и модовом пространствах. Наибольшее внимание уделяется алгоритмам управления, позволяющим повысить когерентность многомодового звукового поля в соответствии с предложенными информационно-энергетическими критериями. Численное моделирование адаптивных алгоритмов, проведенное для характерных условий мелководных и глубоководных волноводов, показало их высокую эффективность в ситуациях дальнего распространения звука, когда статистические эффекты рассеяния мод на случайных неоднородностях канала приводят к декорреляции модовых амплитуд и сильной зависимости информационно-энергетических характеристик принимаемого сигнала от его модового состава. Развиваемый подход указывает на принципиальные возможности адаптивной акустики океанических волноводов, которые заключаются в согласованном со средой распространения управлении полями на излучающей и приемной антеннах.

Ил. 12, табл. 1, список лит. 39 назв.

Сазонтов А. Г., Фарфель В. А. Исследование временной структуры звукового поля при импульсном зондировании океана со взволнованной поверхностью // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 44.

Рассмотрена задача о распространении и согласованной фильтрации узкополосного импульсного сигнала в приповерхностном волноводном канале с неровной границей.

Проанализировано уравнение переноса для двухчастотной функции когерентности, позволяющее рассчитать корреляционные характеристики импульсной волны в нерегулярном волноводе. Изучено поведение средней формы импульса на выходе согласованного фильтра. Найдены дисперсии ошибок измерения времени прихода сигнала, обусловленных случайной средой распространения.

Для реального профиля скорости звука, характерного для зимних гидрологических условий северо-западной части Тихого океана, проведены детальные численные расчеты указанных характеристик в предположении, что основным источником флуктуаций акустического сигнала является

развитое ветровое волнение. Даны рекомендации по выбору параметров зондирующего сигнала для томографического эксперимента по схеме Манка на акватории размером ~ 500 x 500 км.

Ил. 5, список лит. 10 назв.

УДК 534.2

Белов А. И., Комаров А. Г. Использование преобразования Вигнера в задачах акустической диагностики нестационарных и диспергирующих сред // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 59.

Обсуждаются возможности использования преобразования Вигнера для анализа гидроакустических сигналов. Приводятся результаты обработки натуральных данных, полученных на стационарной акустической трассе в мелком море.

Ил. 3, список лит. 2 назв.

УДК 534.26

Белов В. Е., Горский С. М., Залеский А. А., Зиновьев А. Ю., Хилько А. И. Рассеяние акустических волн упругими цилиндрами в многомодовых слоистых волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 63.

Рассмотрена задача о распространении и резонансном рассеянии акустических волн в плоском слое жидкости, содержащем систему различных произвольно расположенных упругих цилиндров. Предполагается, что слой жидкости представляет собой плоскую продольно-неоднородную волноводную систему с импедансными стенками. В приближении заданного поля сторонних источников сформулирована краевая задача относительно рассеянного поля в слое жидкости и функций, описывающих упругие колебания в цилиндрах. Для ее решения использован метод, сочетающий в себе возможности методов собственных функций и интегральных уравнений, что позволяет свести задачу к системе интегрально-функциональных уравнений типа Фредгольма второго рода относительно функций распределения источников рассеянных волн на поверхности каждого из цилиндров. Эффективность предложенной методики демонстрируется на примере решения задачи о дифракции акустических волн на одном цилиндре в волноводе с абсолютно мягкими стенками. Численно проанализирована сходимость и устойчивость решений, построены амплитудно- и фазово-частотные характеристики элементов матрицы рассеяния для прошедшей и отраженной волн и распределения вспомогательных источников поля на поверхности цилиндра. Рассчитаны распределения полей в волноводе.

Ил. 7, список лит. 29 назв.

УДК 534.231.1

Бурлакова И. Б., Зейгман А. Л., Петухов Ю. В., Славинский М. М. **Метод доплеровской томографии в исследованиях акустических характеристик дна глубоководных океанических волноводов // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 91.**

Теоретически и экспериментально исследованы возможности предложенного здесь метода доплеровской томографии для определения геоакустических параметров осадочной толщи дна и его рассеивающих свойств в глубоководных районах Мирового океана. Показано, что этот метод, сочетающий синтезирование апертуры с доплеровскими эффектами при анализе акустического поля, возбуждаемого равномерно движущимся источником тональных сигналов, позволяет уверенно определять эффективные значения скорости звука и плотности среды в осадках, а также угловую зависимость силы донного рассеяния.

Ил. 17, список лит. 34 назв.

УДК 534.2

Горюнов А. А. **Новые методы решения обратных задач рассеяния в приложении к дифракционной томографии океана // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 122.**

В работе развивается новый подход к решению обратной задачи рассеяния применительно к акустике океана в случае реконструкции локальных неоднородностей при наблюдении с небольших дистанций. Для решения задачи предлагается использовать математический аппарат матричных интегро-дифференциальных операторов, а также функции Грина, зависящие от координат и времени. Приводятся результаты численного эксперимента решения одномерной обратной задачи реконструкции сложной среды по отраженному акустическому импульсу.

Ил. 7, список лит. 28 назв.

УДК 534.21

Буров В. А., Сергеев С. Н. **Томография океана как обратная задача // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 147.**

Рассмотрены различные аспекты волновой компьютерной томографии в приложении к исследованиям океана. Показано, что различные методы обработки томографических данных можно рассматривать с общей точки зрения методов решения обратных волновых задач. Обсуждены особенности томографических схем в океанических исследованиях и пути преодоления возникающих сложностей, в том числе связанных с неизвестным искривлением принимающих вертикальных антенн.

Ил. 8, табл. 1, список лит. 25 назв.

УДК 534.2

Бородина Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М., Зверев В. А., Николаев Г. Н., Хилько А. И., Широков В. Н. **Формирование многоракурсных изображений в океанических волноводах с использованием метода темного поля // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 169.**

Исследуются возможности использования методов гидроакустического видения для реконструкции пространственного распределения неоднородностей в океане. Подробнее анализируются особенности френелевских изображений, реконструируемых на основе измерений одной приемной антенной (псевдоизображения) и двумя разнесенными антеннами (бинокулярная схема). Аналитически и численно оценены пространственное разрешение и ограничения поля зрения рассматриваемых систем гидроакустического видения. Проведена оценка возможностей системы многокурсовой реконструкции при когерентном и некогерентном сложении парциальных изображений, получаемых с отдельных ракурсов. В обеих схемах наблюдения для улучшения качества изображения используется метод темного поля. Алгоритмы реконструкции изображений апробированы экспериментально в условиях физического моделирования. Обсуждаются пределы применимости рассмотренных методов, а также возможные пути их совершенствования.

Ил. 13, список лит. 25 назв.

УДК 534.44

Журавлев В. А., Комаров А. Г., Шаркин Д. А. **Усредненные спектры приливных вариаций низкочастотных тональных сигналов в многомодовом волноводе // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 202.**

На основе модового подхода в квазистационарном приближении ВКБ получены выражения для усредненного частотного спектра временных вариаций комплексной амплитуды тонального сигнала, возникающих при его распространении в многомодовом гидроакустическом волноводе под влиянием баротропной моды приливных колебаний водного слоя. Полученные общие выражения позволяют по данным об амплитудах приливных колебаний уровня воды и скорости приливных течений оценить как спектральные характеристики на протяженных временных интервалах, так и эволюцию во времени усредненных мгновенных спектров. Для однородного волновода получены простые аналитические формулы, обеспечивающие, по крайней мере, качественное соответствие с результатами измерений в натуральных условиях.

Ил. 2, список лит. 10 назв.

УДК 534.26

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: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 214.

Исследуются принципы и методы оптимизации некоторых параметров систем акустического видения в неоднородных средах, в частности рефракционных плоскостных волноводах. В рамках геометрической теории дифракции разработаны методы расчета рассеянных полей на пространственно локализованных неоднородностях. На этой основе введены и рассчитаны пространственные карты трансляционных характеристик среды, в частности коэффициентов анизотропии и коэффициентов энергетической связи. Решение задачи оптимизации опирается на использование карт трансляционных характеристик, при этом оптимальный выбор положения элементов сводится к задаче дискретного программирования, которая решается с помощью метода "вычеркивания" и "альтернативного" метода. Приводятся некоторые результаты оптимизации положения источников и приемников при построении системы акустического видения в билинейном канале. Обсуждаются ограничения и возможности применения предложенных методов оптимизации.

Ил. 6, список лит. 28 назв.

УДК 517.518.9.18+530.145

Постоечко Ю. К., Сидоровская Н. А., Турчин В. И., Угриновский Р. А., Фикс Г. Е., Фикс И. Ш. Реконструкция структуры движущихся акустических источников со сложным спектральным составом // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. / ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 247.

Рассмотрены алгоритмы реконструкции характеристик движущихся акустических шумовых излучателей по измерениям ближнего поля. Процедуры оценивания основаны на высокочастотном приближении для решения соответствующих интегральных уравнений и на известном статистическом принципе максимального правдоподобия. Исследованы зависимости свойств получаемых оценок от параметров измерительной системы (линейной антенной решетки), структуры излучателя, среды распространения, внешней шумовой обстановки. Приводятся результаты восстановления характеристик направленности различных типов излучателей, полученные при численном моделировании и в натуральных экспериментах.

Ил. 13, список лит. 13 назв.

ACOUSTIC FIELDS FORMATION IN OCEAN WAVEGUIDES. RECONSTRUCTION OF INHOMOGENEITIES

(Ed. V. A. Zverev)

A B S T R A C T S

Gorodetskaya E. Yu., Malekhanov A. I., Talanov V. I. Adaptive acoustic fields monitoring in ocean waveguides.

The adaptive approach to monitoring the acoustic field in a multi-mode ocean waveguide using spatially-distributed antennas is developed. The approach is based on the optimization of the useful signal mode structure on the receiving antenna removed from sources taking into account statistic effects of long-range propagation. The study of the adaptive monitoring techniques is based on the received signal expansion in the coordinate and mode spaces. The attention is focused on the monitoring algorithms which permit to increase the coherence of the multi-mode acoustic field in accordance with the proposed information-energetic criteria. The adaptive algorithms are numerically simulated for the typical shallow- and deep-water environments. The algorithms are distinctly shown to be effective in the case of remote sound propagation, when the statistic scattering by random channel inhomogeneities causes a significant degradation of modes amplitudes and pronounced dependence of the information-energetic performances of the received signal on its mode spectrum. The developed approach shows the basic advantages of adaptive acoustics of the ocean waveguides which consist in matched-propagation monitoring of fields on the source and sensor arrays.

Sazontov A. G., Farfel' V. A. The study of the sound field time structure by the pulse-sounding method of ocean with rough surface.

The problem of the narrow-band acoustic pulse scattering and matched filtering in a surface waveguide channel with the rough boundary is considered. The transport equation for the two-frequency coherence function allowing to calculate the correlation characteristics of a pulsed wave in an irregular channel is analyzed. The behaviour of the mean pulse shape at the output of the matched filter is studied. Dispersions of random measurement errors in the pulse arrival time caused by medium fluctuations are found. The considered effects are calculated numerically for the winter sound-speed profile of the North-West Pacific under the assumption that the developed wind waves are the main source of acoustic signal fluctuations. The recommendations of the probe signal parameters choice are given in application to Munk's tomography experiment scheme for an ocean area limited to 500 x 500 km.

Belov A. I., Komarov A. G. Use of Wigner transform in the problems of acoustic diagnostics of nonstationary and dispersive media.

The possibilities of using Wigner transform for hydroacoustic signal analysis are discussed. The results of processing the data obtained on the stationary trace in the shallow sea are given.

Belov V. E., Gorsky S. M., Zalezsky A. A., Zinov'ev A. Yu., Khil'ko A. I. Acoustic waves scattering by elastic cylinders in multimode layer waveguides.

The propagation and resonance scattering of acoustic waves in layer waveguides in the presence of elastic cylinders with different properties and displacements are discussed. The liquid layer as a longitudinal-inhomogeneous waveguide system with impedance walls is investigated. The boundary problem for both the scattered field in a liquid layer and oscillations of cylinders is formulated in the approximation of the assigned external sources. The method based on the application of the method of eigenfunctions and the method of integral equations is used. The problem is reduced by this method to the solution of a system of integral-functional equations of Fredholm type relative to the distribution functions of the sources of scattered waves on cylinder surfaces. The efficiency of the proposed method is shown by the solution of the problem of diffraction of acoustic waves by a cylinder in the waveguide with absolutely soft walls. The convergence and stability of the method are numerically demonstrated. Amplitude- and phase-frequency characteristics of scattering matrix elements for the back and forward scattered waves are calculated. The distributions of the sources on the cylinder surface and near the waveguide field are investigated.

Burlakova I. B., Zeigman A. L., Petukhov Yu. V., Slavinsky M. M. The method of Doppler tomography for the study of the acoustic characteristics of the bottom of deep-water ocean waveguides.

The potentialities of the proposed method of Doppler tomography of defining the geoacoustic parameters of the bottom sediments and scattering properties in deep-water regions of the World Ocean are studied theoretically and experimentally. It is shown that this method, which combines the aperture synthezation with Doppler effects for the analysis of the acoustic field excited by a uniformly moving source of audible signals, permits to define with confidence the effective sound velocity and the medium density in sediments, as well as the dependence of the force of the bottom scattering.

Goryunov A. A. New methods of the solution of inverse scattering problems in diffraction tomography of the ocean.

The new approach to the solution of the inverse scattering problem is developed to be applied in ocean acoustics for localized inhomogeneity reconstruction at small distances. The problem is studied in terms of matrix

integral-differential equations using Green functions depending on coordinates and time. The results of the numerical solution of the one-dimensional inverse problem of the layer medium reconstruction using the reflected acoustic pulse are presented.

Burov V. A., Sergeev S. N. The ocean tomography as the inverse problem.

Different aspects of wave computer tomography for ocean investigations are considered. It is shown that tomographic data can be treated from the point of view of wave inverse problems. The peculiarities of ocean tomography schemes are discussed. Some arising difficulties such as the unknown profile distortion of a vertical antenna are considered and the ways to overcome them are given.

Borodina E. L., Gorskaya N. V., Gorsky S. M., Zverev V. A., Nikolaev G. N., Khil'ko A. I., Shirokov V. N. Formation of multi-view images in oceanic waveguides by the dark-field method.

The potentialities of hydroacoustic vision methods for the reconstruction of the inhomogeneity space distribution in the ocean are investigated. The features of Fresnel images reconstructed by using the measurements of antenna (pseudo-images) and two remote antennas (binocular scheme) are analyzed in detail. Spatial resolution and limitations of the field of observation for the considered hydroacoustic vision systems are estimated both analytically and numerically. The potentialities of the multi-view reconstruction system in the case of coherent and incoherent summation of partial images obtained from various projections are studied. In both observation schemes the dark-field method is used to improve the image quality. The algorithms of images reconstruction are tested experimentally and in physical modeling conditions. The field of application of these methods and possible ways of their improvement are discussed.

Zhuravlev V. A., Komarov A. G., Sharkin D. A. The averaged spectra of the tidal variations of low-frequency audible signals in a multi-mode waveguide.

On the basis of the mode approach in the WKB approximation, the equations for the averaged frequency spectrum of the time variations of audible signal complex amplitude are obtained, the time variations arising due to the signal propagation in a multi-mode hydroacoustic waveguide under the influence of the barotropic mode of water layer tidal oscillations. The general equations obtained permit (on the basis of the data on the amplitudes of the water level tidal oscillations and the velocity of the tidal flows) to estimate both the spectral characteristics in extended time intervals and the time evolution of the averaged instantaneous spectra for a homogeneous waveguide, simple analytical formula are obtained which provide at least qualitative agreement with the results of measurements in natural conditions.

Zorin A. Yu., Smirnov I. P., Khil'ko A. I. On the choice of the parameters of the acoustic vision system in inhomogeneous media

The principles and the methods for the optimization of some parameters of the acoustic vision system in inhomogeneous media, in particular, in refractive plane-layer waveguides are studied. In the frames of the geometric diffraction theory, the methods for calculating fields scattered by spatially localized inhomogeneities are developed. On the basis of these methods the space charts of the translation medium characteristics, in particular, the coefficients of anisotropy and energetic coupling are introduced and calculated. The solution of the problem of optimization is based on the use of charts of translation characteristics, the optimum choice of the elements location being reduced to the problem of the discrete programming which can be solved by the method of "cutting out" and the "alternative" method. Some results of the optimization of the location of sources and receivers are given for the the construction of the system of acoustic vision in a bilinear channel. Drawbacks and potentialities of the application of the proposed methods of optimization are discussed.

Postoenko Yu. K., Sidorovskaya N. A., Turchin V. I., Ugrinovskiy R. A., Fiks G. E., Fiks I. Sh. Reconstruction of the structure of moving acoustic sources with complex spectrum.

The reconstruction algorithms of characteristics of moving acoustic noise radiators by near-field measurements are considered. The estimation procedures are based on high frequency approximation for solving integral equations and on the known maximum likelihood principle. The dependences of the properties of the obtained estimates on the parameters of the measuring system (the linear array), the radiator structure, propagation medium, external noise are studied. Representative results of direction pattern reconstruction for different radiator modes, obtained by the numerical simulations and in natural experiments, are given.

**ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ.
РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ**

Сборник научных статей

**Редактор *Н. Н. Кралина*
Техн. редактор *О. А. Сударик*
Корректор *О. В. Куранова*
Компьютерная верстка *С. Н. Новиковой***

**Подписано к печати 4.07.94 г. Формат 60x90 1/16.
Бумага писчая № 1. Усл. печ. л. 18,25. Усл. кр.-отт. 18,25. Уч.-изд. л. 16,6
Тираж 350 экз. Темплан 1993 г. Поз. 1. Заказ № 72.
Цена договорная.**

**Отпечатано на ротапринтере
в Институте прикладной физики РАН,
603600, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46**