УДК 534.231

DOI: 10.37102/1992-4429_2023_45_03_08
EDN: KZJBYQ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ ИНФРАЗВУКОВОГО ДИАПАЗОНА В БЕРЕГОВОМ КЛИНЕ

Б.А. Касаткин, Н.В. Злобина, С.Б. Касаткин

Рассмотрены два модельных решения граничной задачи Пекериса, классическое и обобщённое. Звуковое поле, которое формируется в условиях берегового клина в инфразвуковом диапазоне частот, наилучшим образом подходит для экспериментальной верификации указанных модельных решений. В работе приводятся экспериментальные результаты такой верификации в условиях, когда различия в модельном описании звуковых полей становятся наиболее значимыми. К наиболее значимым различиям модельных решений, которые исследуются в настоящей работе, относятся резонансная структура звукового поля в мелком море и мелкомасштабная знакопеременная структура вихревой составляющей вектора интенсивности, которая становится доминирующей составляющей звукового поля в зоне интерференционных минимумов звукового давления. Для исследования этих особенностей наилучшим образом подходят комбинированные приёмники, позволяющие измерять полный набор характеристик звукового поля в скалярно-векторном описании.

Ключевые слова: обобщённое решение, продольный резонанс, комбинированный приёмник, береговой клин, мелкомасштабная знакопеременная вихревая составляющая вектора интенсивности.

Введение

При экспериментальном исследовании звуковых полей в мелком море возникает настоятельная необходимость сопоставления результатов эксперимента с модельным описанием звукового поля, хотя бы в рамках простейшего модельного волновода, каким является волновод Пекериса. Учёт нерегулярности модельного волновода в пределах берегового клина, глубина которого изменяется достаточно медленно, позволяет сохранить волновод Пекериса в модельном описании. Вместе с тем клиновидность волновода значительно увеличивает вероятность возникновения резонансных явлений, которые приводят к парному зарождению нормальных волн, захваченных волноводом. Сами резонансные явления по-разному описываются в различных модельных постановках.

В классическом модельном решении граничной задачи Пекериса [1], построенном в самосопряжённой модельной постановке, нормальные волны зарождаются на частотах поперечного резонанса, соответствующих критическому углу падения. В этом случае реактивный входной импеданс полупространства становится бесконечно большим, соответствующим поперечному резонансу (точнее, антирезонансу), а амплитуда зарождающейся нормальной волны равна нулю. Такой резонанс является аналогом резонанса напряжений в параллельной электрической цепи, условием реализации которого является равенство нулю реактивной проводимости нагрузки.

В обобщённом модельном решении той же задачи [2], соответствующем несамосопряжённой модельной постановке, нормальные волны зарождаются сопряжёнными парами на частотах продольного резонанса, которые являются кратными корнями дисперсионного уравнения. Такой резонанс является аналогом резонанса токов в последовательной электрической цепи, условием реализации которого является равенство нулю реактивного сопротивления нагрузки. В этом случае реактивный входной импеданс волновода для продольного волнового движения равен нулю. Амплитуда звукового давления на частоте продольного резонанса имеет корневую особенность и аномальную зависимость от расстояния (в идеальном резонаторе без потерь) [2].

$$p(\omega) = \mathrm{O}(\delta\omega)^{-1/2}, \delta\omega = \left|\omega - \omega_p\right|, p(\mathrm{r}) = \mathrm{O}(\mathrm{r})^{1/2} ,$$

ω_p – частота продольного резонанса.

Разделение резонансов на продольные и поперечные характерно для твёрдых волноводов типа стержней, пластин, цилиндров со свободной поверхностью. В этом случае несамосопряжённость операторов, описывающих соответствующую граничную задачу, связана с существованием и взаимной трансформацией продольных и поперечных волн, как составляющих совместного волнового движения, при их отражении от свободной поверхности. На каждой частоте поперечного резонанса зарождается квазипоперечная волна, в составе которой доминирует поперечная составляющая волнового движения. На частотах продольного резонанса зарождаются парами квазипродольные волны, в составе которых доминирует продольная составляющая волнового движения [3].

Фундаментальность явления продольного резонанса заключается в том, что он имеет место в волноводной системе, размер которой не ограничен в направлении установления режима резонансных колебаний. Кроме того, в формировании продольного резонанса принимают участие волны, у которых фазовая и групповая скорости имеют разные знаки. В суммарное решение включается волна, у которой положительной является групповая скорость, а не фазовая, как этого требуют, например, условия излучения по Зоммерфельду, сформулированные для свободного пространства. Для волновода Пекериса разделение резонансов на продольные и поперечные также связано с тем, что оператор, описывающий граничную задачу, является несамосопряжённым, а собственные функции двух сопряжённых операторов, связанные взаимной трансформацией, суть расходящиеся (прямые) и сходящиеся (обратные) волны отдачи. Пара сопряжённых нормальных волн образует комбинационную волну как единицу волнового движения в волноводе Пекериса, а её амплитуда на частоте продольного резонанса становится аномально большой (в идеальном модельном волноводе без потерь).

Возбуждение продольных резонансов в береговом клине впервые было обнаружено в работе [4] и получило объяснение в работе [5] в рамках обобщённого решения граничной задачи Пекериса. Сопоставление модельных и экспериментальных оценок резонансных частот в условиях мелкого моря типа берегового клина выполнено в работе [6]. Другое существенное различие в модельных описаниях звукового поля в мелком море проявляется на частотах, меньших первой критической частоты модельного волновода. В классическом модельном решении на частотах, меньших первой критической частоты, звуковое поле вырождается как не содержащее нормальных волн, захваченных волноводом, а уровень звукового давления убывает с квадратом расстояния. В обобщённом модельном решении в этом диапазоне частот звуковое поле формируется обобщённой нормальной волной нулевого порядка, локализованной на горизонте источника. Эта волна соответствует корню характеристического уравнения для границы раздела двух жидких полупространств и является формой пограничного волнового движения (неоднородной волной Брюстера), которая реализуется только в несамосопряжённой модельной постановке. Присутствие в обобщённом модельном решении неоднородной волны Брюстера значительным образом изменяет вертикальную структуру звукового поля [7]. Кроме того, уровень звукового давления в волне Брюстера убывает по цилиндрическому закону, что существенным образом отличает звуковые поля в классическом и обобщённом модельных описаниях по дальности распространения в этом диапазоне частот [8].

Наконец, в инфразвуковом диапазоне частот существенно возрастает роль мелкомасштабной (с периодом $\lambda/2, \lambda$ – длина волны) знакопеременной вихревой составляющей вектора интенсивности в суммарном звуковом поле. Вихревая составляющая генерируется в структурах типа стоячих волн, которыми продолжаются в волновод вытекающие волны комплексного спектра. Их роль в суммарном звуковом поле значительно возрастает на частотах, меньших первой критической частоты модельного волновода. Все перечисленные факторы использовались авторами для верификации модельных решений [7–11]. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований, выполненных в мелком море типа берегового клина с малым углом раскрыва в инфразвуковом диапазоне частот. Цель таких исследований заключается в экспериментальном подтверждении существования продольных резонансов в нерегулярном волноводе типа мелкого моря и оценке вклада мелкомасштабной вихревой составляющей вектора интенсивности, доминирующей в звуковом поле в окрестности частот продольного резонанса, в помехоустойчивость приёмной системы на основе комбинированных приёмников. Поскольку продольные резонансы и возникающая в окрестности этих частот мелкомасштабная знакопеременная вихревая составляющая вектора интенсивности присутствуют только в обобщённом модельном решении, то сами экспериментальные результаты также могут быть использованы для верификации модельных решений

граничной задачи Пекериса, классического и обобщённого.

Модельное описание звуковых полей инфразвукового диапазона

Для выявления различий в модельном описании приведём сравнительные оценки звуковых полей в модельном волноводе Пекериса. Решение соответствующей граничной задачи хорошо известно как классическое решение, полученное в самосопряжённой модельной постановке [1]. В такой модельной постановке волновод рассматривается как консервативная система, в которой отсутствуют какие-либо потери энергии. К ним относятся потери на поглощение звука в реальных средах, потери на излучение через границы раздела, потери на трансформацию волнового движения одного типа в волновое движение другого типа. Хорошо известно, что при углах падения, меньших критического значения, поток мощности через границу раздела жидкий слой – полупространство отличен от нуля. По этому признаку волновод Пекериса является открытой системой с неизбежными потерями на излучение в полупространство через границу раздела. В этом заключается физическая некорректность самосопряжённой модельной постановки. На частотах, меньших первой критической частоты модельного волновода, звуковое поле в волноводе вырождается. Само звуковое поле формируется нормальными волнами сплошного спектра, каждая из которых является стоячей (по вертикальной координате) волной, амплитуда которой убывает с квадратом расстояния.

В обобщённом решении на частотах, меньших первой частоты продольного резонанса, звуковое поле формируется неоднородной обобщённой волной Брюстера и системой вытекающих нормальных волн комплексного спектра. Волна Брюстера соответствует корню характеристического уравнения для границы раздела двух жидких сред и может быть реализована только в несамосопряжённой модельной постановке. В такой модельной постановке система вытекающих нормальных волн физически корректно описывает утечку энергии из волновода в полупространство при углах падения, меньших критического, а звуковое поле представлено собственными функциями двух сопряжённых операторов, какими являются расходящиеся волны и сходящиеся волны отдачи, связанные механизмом трансформации на горизонтах трансформации. Их математически корректное описание в полупространстве возможно только в классе обобщённых функций, разрывных на горизонтах трансформации и по давлению, и по нормальной компоненте вектора колебательной скорости. Схема формирования пар нормальных волн на частотах продольного резонанса подробно рассмотрена в работе [2]. Схема формирования первой пары нормальных волн, регулярной и обобщённой, на первой частоте продольного резонанса в волноводе сравнения, каким является волновод Пекериса, представлена в работе [6], там же даны численные оценки первых пяти резонансных и антирезонансных частот. В расчётах приняты следующие значения физических параметров волновода и полупространства:

$$\rho_{12} = \rho_1 / \rho_2 = 1.0/1.6,$$
$$c_{12} = c_1 / c_2 = 1.5/1.75,$$
$$(k_1 h)_{p,1} = 2.7436, \qquad (1)$$

где ρ_1, ρ_2, c_1, c_2 – плотность и скорость звука в волноводе и полупространстве соответственно, $(k_1 h)_{p,1}$ – первое резонансное значение частотного параметра, k_1 – волновое число.

Модельное описание пространственной структуры поля звукового давления в сравниваемых модельных постановках в диапазоне частот, меньших или равных первой частоте продольного резонанса модельного волновода, поясняется рис. 1–3. Пространственные координаты r, z и го-

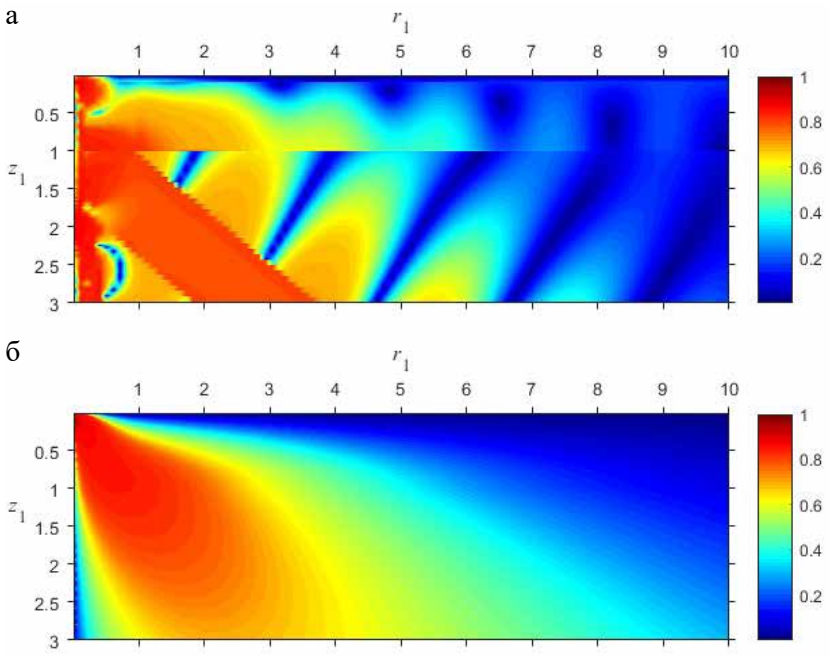

Рис. 1. Обобщенное решение (а) и классическое решение (б); $k_1 h = 2$; $z_{01} = 0{,}1$

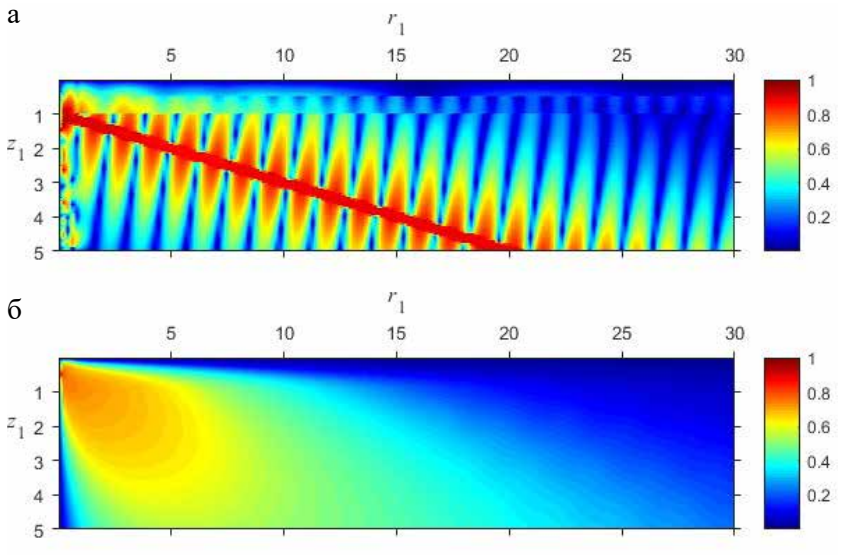

Рис. 2. Обобщенное решение (*а*) и классическое решение (*б*); $k_1 h = 2.65$, $z_{01} = 0,5$

ризонт источника z_0 нормированы на глубину волновода h. Звуковое давление нормировано на максимальное значение. Модельные расчёты звуковых полей в обобщённом решении наглядно поясняют доминирующую роль волны Брюстера на частотах, меньших первой частоты продольного резонанса, и сам процесс «затекания» первой вытекающей волны из полупространства в волновод на первой частоте продольного резонанса. Классическое решение в этом диапазоне частот определяется составляющими сплошного спектра и носит вырожденный характер.

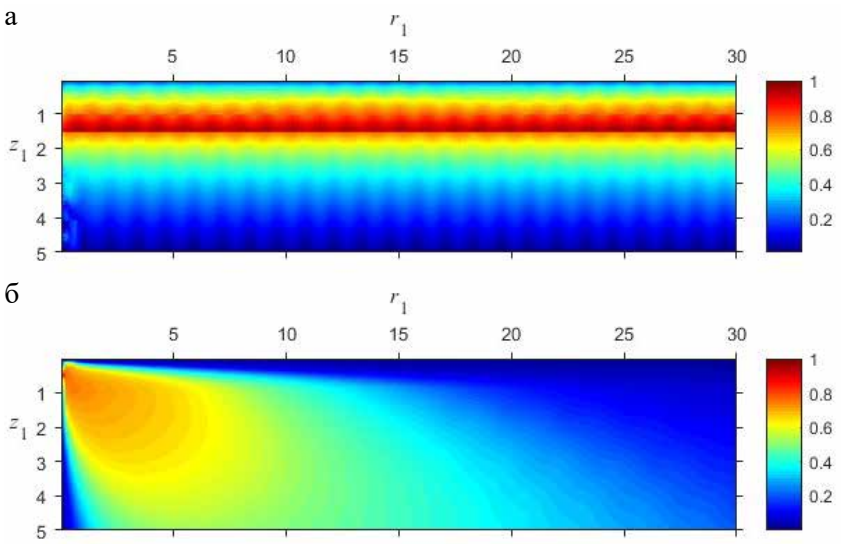

Рис. 3. Обобщенное решение (*а*) и классическое решение (*б*); $k_1 h = 2.8$, $z_{01} = 0,5$

Экспериментальное исследование звуковых полей инфразвукового диапазона

Для проведения эксперимента была выбрана трасса, проходящая из бухты Парис в бухту Патрокл через пролив Босфор Восточный (залив Петра Великого, Японское море). В соответствии с фарватером глубина моря составляла 15 м в точке постановки приёмной системы и в конце трассы и увеличивалась до 19 м в середине трассы. Угол наклона морского дна на всей трассе (угол раскрыва клина) не превышал величины $\sim 10^{-1}$ градуса, что позволяло использовать волновод Пекериса в качестве модельного. Приёмной системой являлся подводный глайдер, свободно дрейфовавший на глубине 15 м. Глайдер был оснащён двумя комбинированными приёмниками (КП), установленными в носовом и кормовом отсеках. Ось x комбинированных приёмников была направлена вдоль продольной оси глайдера. Полигармонический сигнал, сформированный с шагом в 4 Гц в диапазоне частот 21–73 Гц, соответствующем окрестности первых частот продольного резонанса модельного волновода, излучался широкополосным излучателем электродинамического типа, который буксировался со скоростью 3.5 уз катамараном НИС «Юрий Молоков» на глубине 7м. Схема маневрирования катамарана, туда и обратно, показана на рис. 4, *а*. Изменение глубины моря в пределах трассы поясняется схематически рис. 4, *б*.

Начало излучения полигармонического сигнала соответствует моменту времени 12 ч 36 мин. Точка поворота НИС «Юрий Молоков» на трассе соответствует моменту времени 13 ч 37 мин. Конечная точка на трассе соответствует моменту времени 14 ч 45 мин. На рис. 5 представлена сонограмма звукового поля для отношения S/N в канале звукового давления в окрестности дискретной составляющей рабочего полигармонического

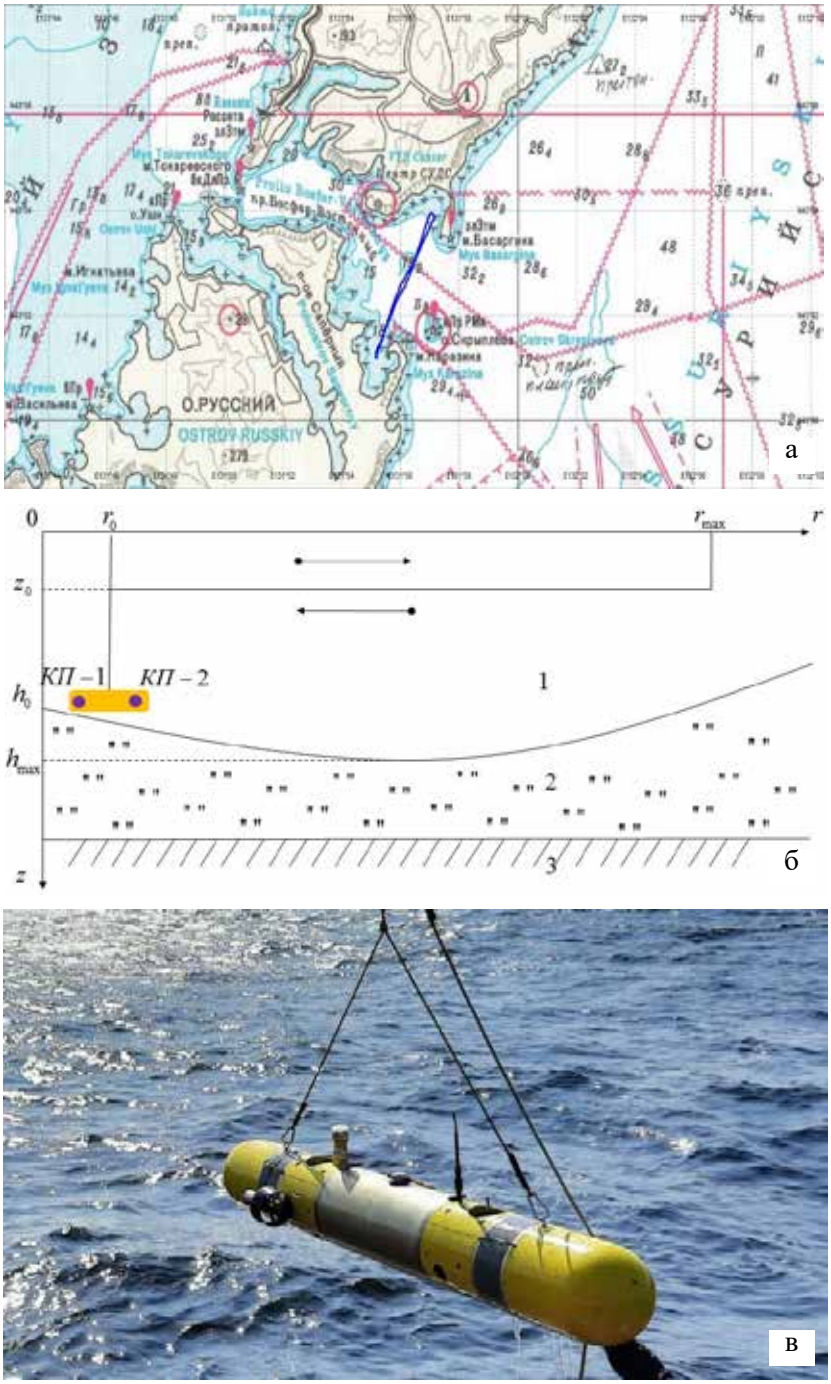

Рис. 4. Схема маневрирования НИС «Юрий Молоков» на трассе (а); схематическое изменение глубины моря на трассе, *1* – водный слой, *2* – неконсолидированный осадок, *3* – консолидированные осадочные породы (б); общий вид глайдера, оснащённого двумя КП (в)

сигнала 45 Гц. Здесь под помехой N понимается уровень суммарного звукового поля $(S+N)$, усреднённый достаточно широким частотным окном Хэмминга. Хорошо виден доплеровский сдвиг частоты рабочего сигнала, вызванный движением источника и выражающийся в смещении частоты максимума при движении в обратном направлении, t = 14 ч – 14 ч 45 мин.

На рис. 6 поясняются проходные характеристики в каналах комбинированного приёмника для средней частоты рабочего диапазона частот 45 Гц. Верхняя строчка относится к каналу звукового давления. Три следующие строчки относятся к векторным каналам, в которых регистрируются компоненты (x, y, z) вещественной составляющей вектора интенсивности. На всех проходных характеристиках представлен логарифмический уровень сигналов, причём логарифмический уровень векторных величин, будучи всегда положительно определённым, откладывается в сторону положительных значений по оси ординат, если сама компонента вектора интенсивности является положительной, и в сторону отрицательных значений по оси ординат, если сама компонента является отрицательной. Красный цвет соответствует суммарному процессу $(S+N)$, синий цвет соответствует помехе N.

Можно отметить, что уровень звукового давления на всей трассе уменьшается в среднем на 15–20 дБ при изменении расстояния между приёмной системой и излучателем от минимального, равного 0.5 км, до максимального, равного 6 км. Этот экспериментальный факт подтверждает наличие в волноводе волнового движения, в котором доминирует положительно определённая потенциальная составляющая вектора интенсивности, регистрируемая в горизонтальных каналах комбинированного приёмника. Вместе с тем интерференционная изменчивость уровня звукового поля в волноводе означает, что в формировании суммарного звукового поля принимают участие не менее двух нормальных волн, подлежащих идентификации в рамках какого-либо модельного описания.

Например, в рамках классического решения звуковое поле в этом диапазоне частот формируется одной нормальной волной, что исключает интерференционную изменчивость звукового поля. В рамках обобщённого решения звуковое поле в этом диапазоне частот формируется обобщённой нормальной волной нулево-

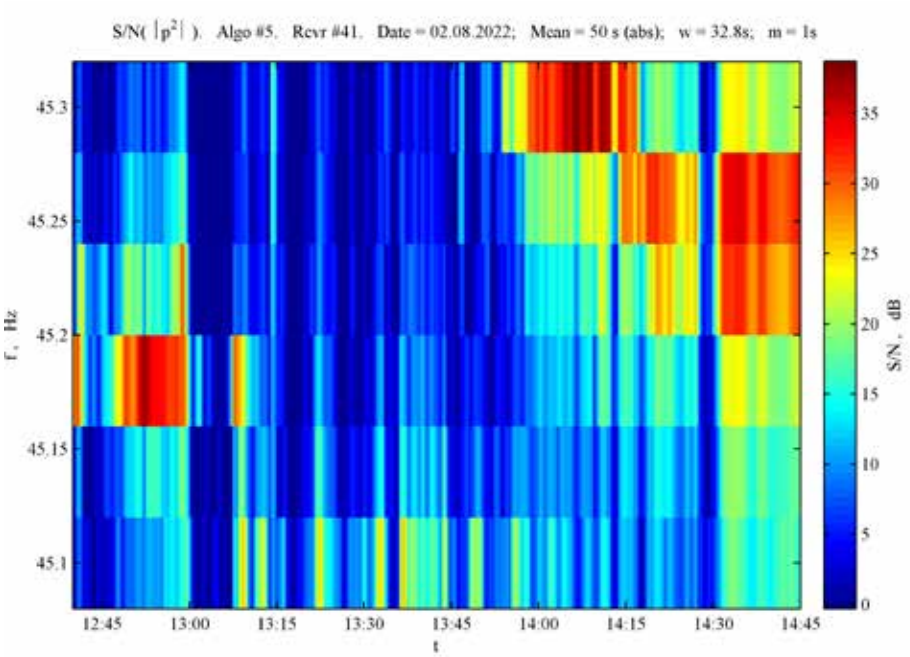

Рис. 5. Сонограмма звукового поля для отношения S/N в канале звукового давления

го порядка (волной Брюстера) и парой нормальных волн высшего порядка, формирующих первую комбинационную волну. Такая структура звукового поля предполагает его интерференционную изменчивость. С учётом этих особенностей можно утверждать, что рабочая частота 45 Гц оказалась выше первой частоты продольного резонанса в модельном волноводе Пекериса, которая определяется соотношением (1). Для реальных значений физических параметров волновода Пекериса критическое значение частотного параметра $k_1 h$, соответствующего первому продольному резонансу $n = 1$, изменяется в пределах 2.5–3.0. С учётом

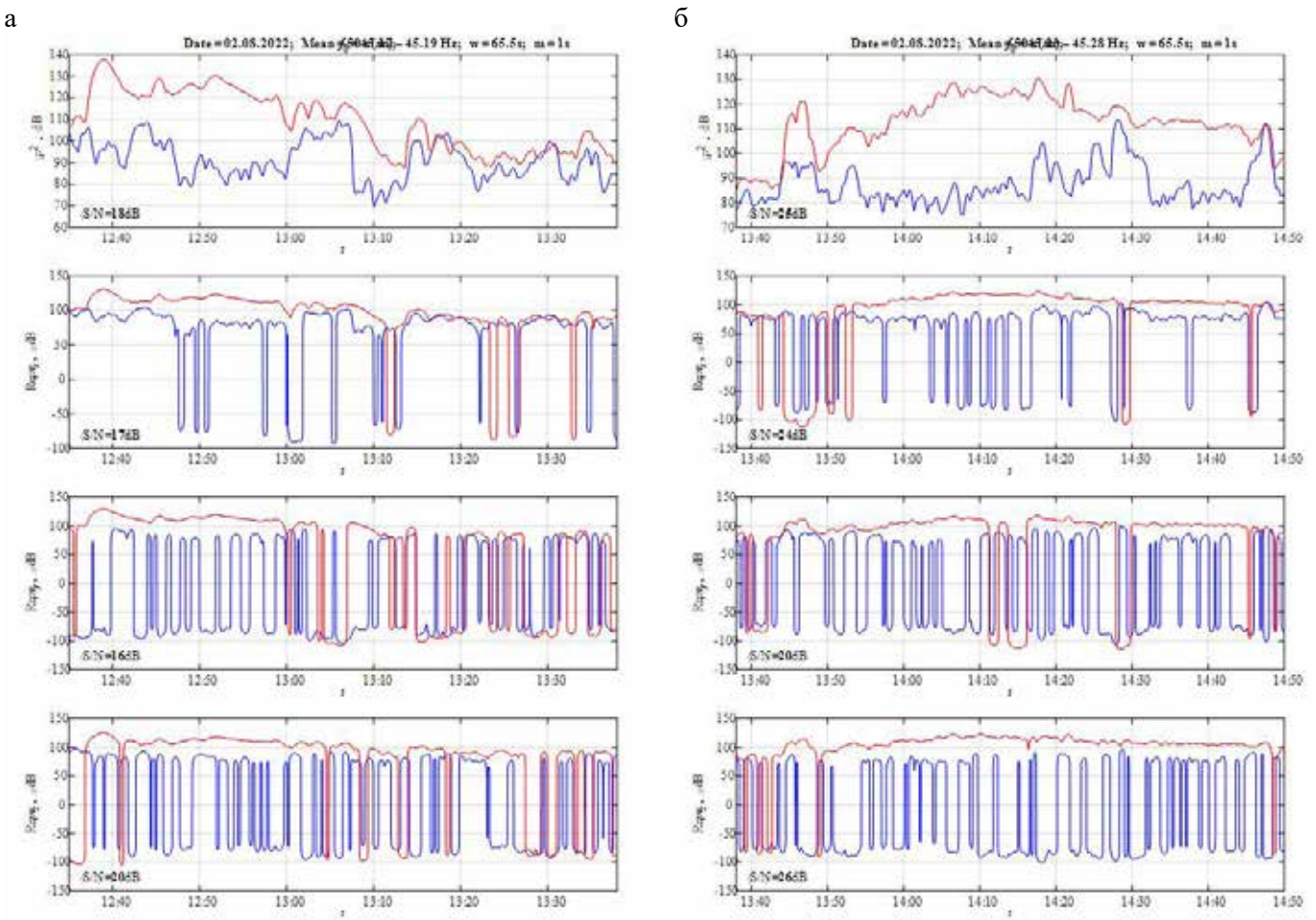

Рис. 6. Проходные характеристики в каналах КП, частота 45 Гц, время усреднения 50 с: а – движение на удаление, б – движение на сближение

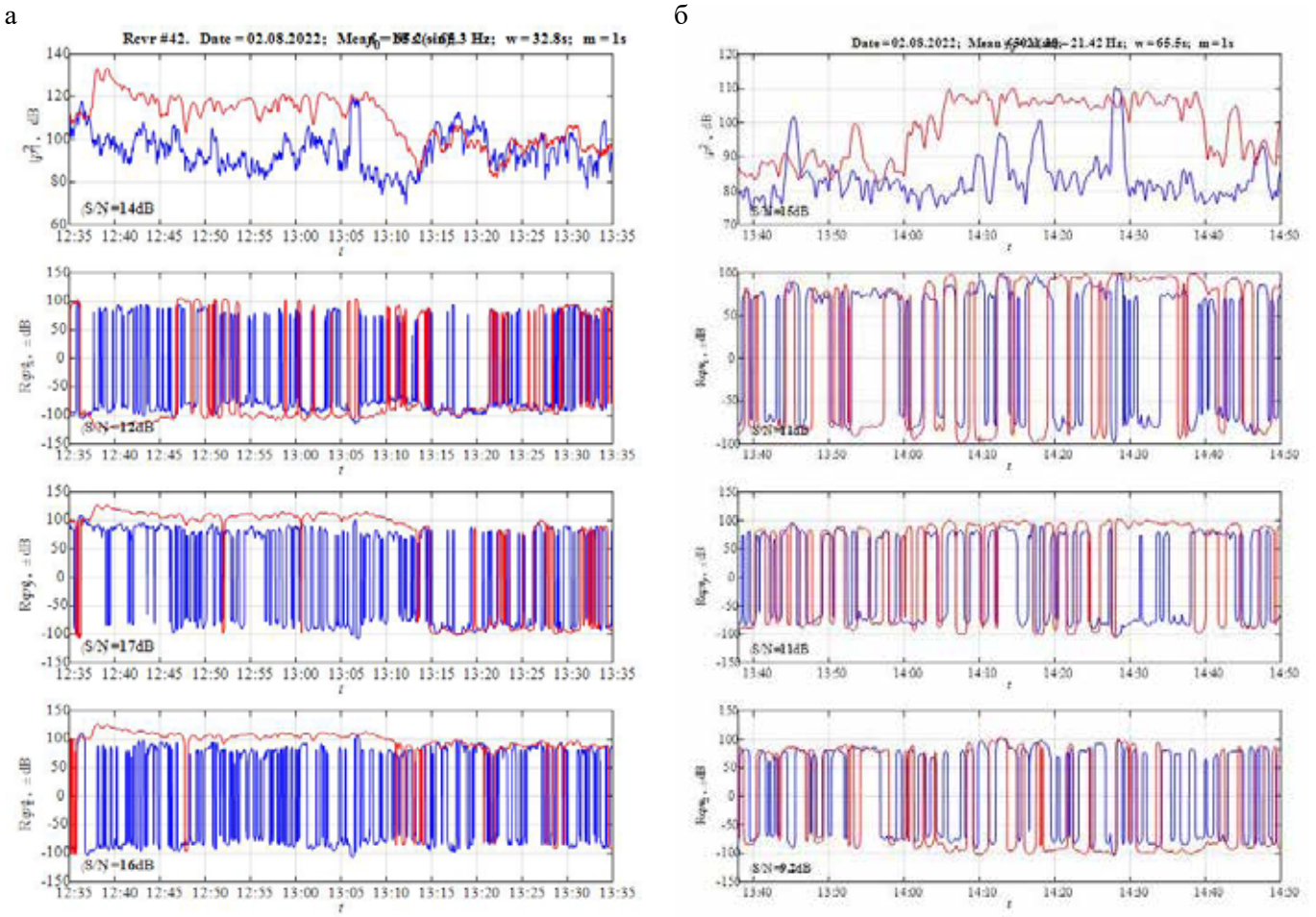

Рис. 7. Проходные характеристики в каналах КП, частота 21 Гц, время усреднения 50 с:
а – движение на удаление, б – движение на сближение

того, что глубина волновода изменяется в пределах 15–20 м, частота первого продольного резонанса может изменяться в пределах 35–50 Гц.

На рис. 7 представлены проходные характеристики в каналах комбинированного приёмника на частоте продольного резонанса 21 Гц. При обработке сигналов на проходных характеристиках учтено влияние эффекта Доплера отдельно для трассы на удаление от приёмной системы и для трассы на сближение с приёмной системой. Принципиальное изменение в структуре звукового поля заключается в том, что знакопеременная составляющая в векторных каналах КП стала доминирующей, соответствующей структуре типа встречных волн с положительно определённой групповой скоростью, характерной для резонансного режима. Можно отметить, что резонансный уровень сигнала на 25–30 дБ превышает уровень сигнала при нерезонансном возбуждении. Кроме того, следует отметить существенный рост вихревой составляющей вектора интенсивности в векторных каналах КП, в суммарном процессе $(S+N)$ и в поле помехи N, генерация которой подтверждает резонансный характер звукового поля в волноводе. Особенность зафиксированного в эксперименте резонансного возбуждения волновода заключается в том, что на этой частоте в модельном волноводе Пекериса резонансное условие (1) в диапазоне зарегистрированных глубин моря не может быть выполнено.

Можно предположить, однако, что этот резонанс соответствует более сложному модельному волноводу, в котором учитывается наличие промежуточного слоя неконсолидированных пород, увеличивающих эффективную глубину волновода, а также наличие донного полупространства скального типа [12]. Оба этих фактора понижают оценку первой резонансной частоты модельного волновода. Более сложный модельный волновод, учитывающий эти факторы, поясняется рис. 4, *б*. Другая особенность резонансного возбуждения на этой частоте заключается в необычайно большой пространственной протяжённости самой зоны существования резонансных колебаний в волноводе. Можно предположить, что эта особенность связана с высокой точностью настройки дискретной составляющей полигармонического рабо-

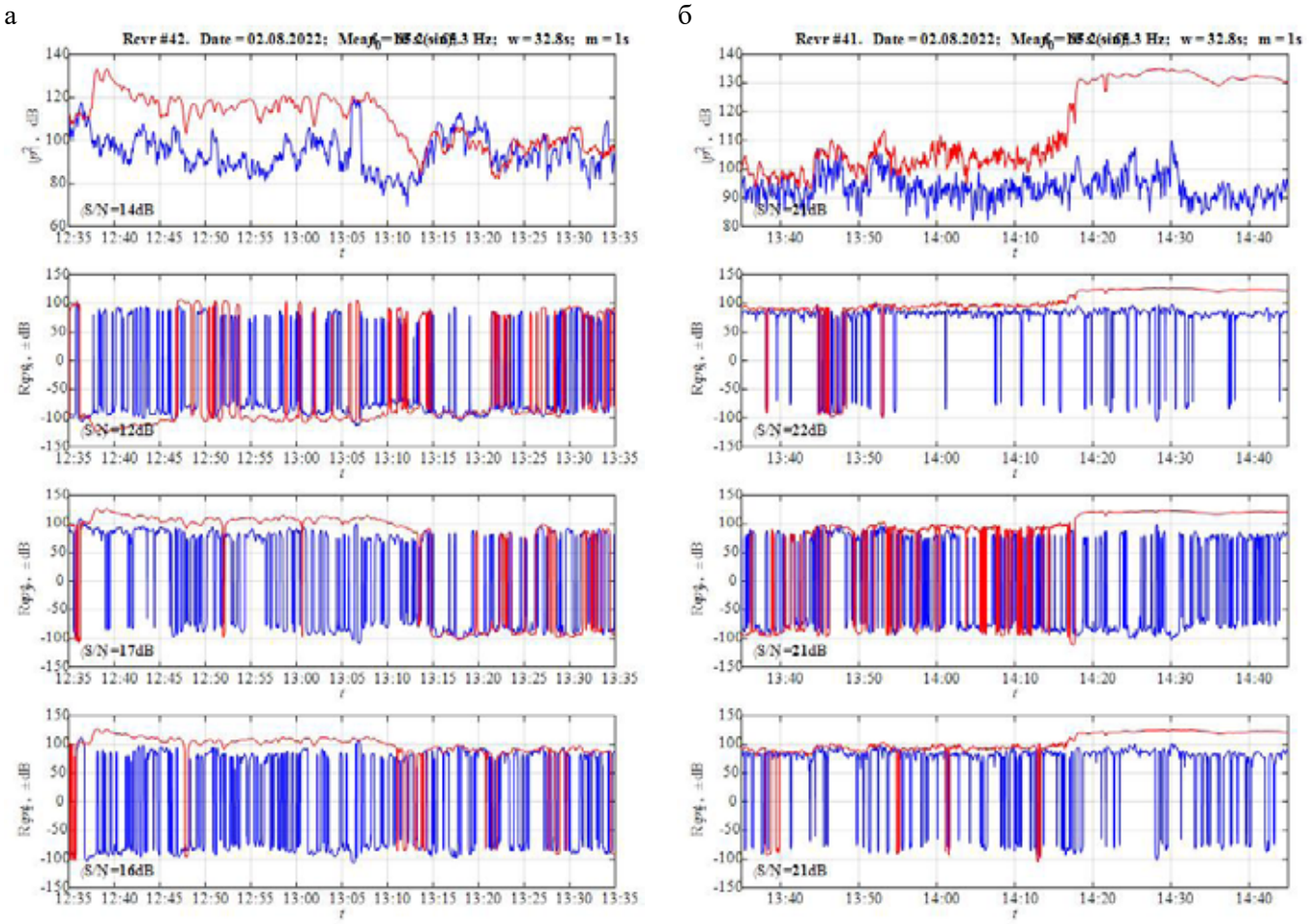

Рис. 8. Проходные характеристики в каналах КП, частота 65 Гц, время усреднения 10 с: а – движение на удаление, б – движение на сближение

чего сигнала на резонансную частоту клиновидного волновода.

В соответствии с численными оценками резонансных частот, приведёнными в работе [6], можно ожидать достаточно эффективного возбуждения третьей гармоники продольного резонанса в районе частоты излучателя полигармонического сигнала 65Гц. На рис. 8 показаны проходные характеристики в каналах комбинированного приёмника в окрестности третьей гармоники продольного резонанса.

Очевидные признаки резонансного возбуждения волновода на этой частоте, которая хорошо соответствует третьей гармонике продольного резонанса волновода, представлены увеличением амплитуды в канале давления и регистрацией стоячей волны в векторных каналах комбинированного приёмника.

Для подтверждения резонансного возбуждения звукового поля были вычислены спектральные характеристики шумового поля в мелком море. Как правило, шумы ближнего судоходства представлены дискретными составляющими вально-лопастного звукоряда (ВЛЗР) надводных судов, находящихся вблизи приёмной системы, тогда как фоновые шумы акватории представлены сплошным спектром. Известно, что в глубоком море в звуковом диапазоне частот частотная зависимость спектральной плотности мощности в фоновом шумовом поле звукового давления (СПМД) хорошо соответствует закону –6 дБ/октаву (частотная зависимость спектра по Кнудсену, [13]). Однако в мелком море эта зависимость может быть искажена резонансными свойствами самого волновода.

На рис. 9, *а–г* показана частотная зависимость спектральной плотности мощности в единицах звукового давления (СПМД, Па^2/Гц) в каналах комбинированного приёмника в инфразвуковом и звуковом диапазонах частот. Временная выборка при вычислении спектров соответствует участку трассы с достаточно высоким отношением S/N. Хорошо видно, что огибающая сплошного спектра имеет явно выраженный резонансный характер, который можно объяснить продольными резонансами волновода. На огибающую сплошного спектра накладываются дискретные составляющие полигармонического сигна-

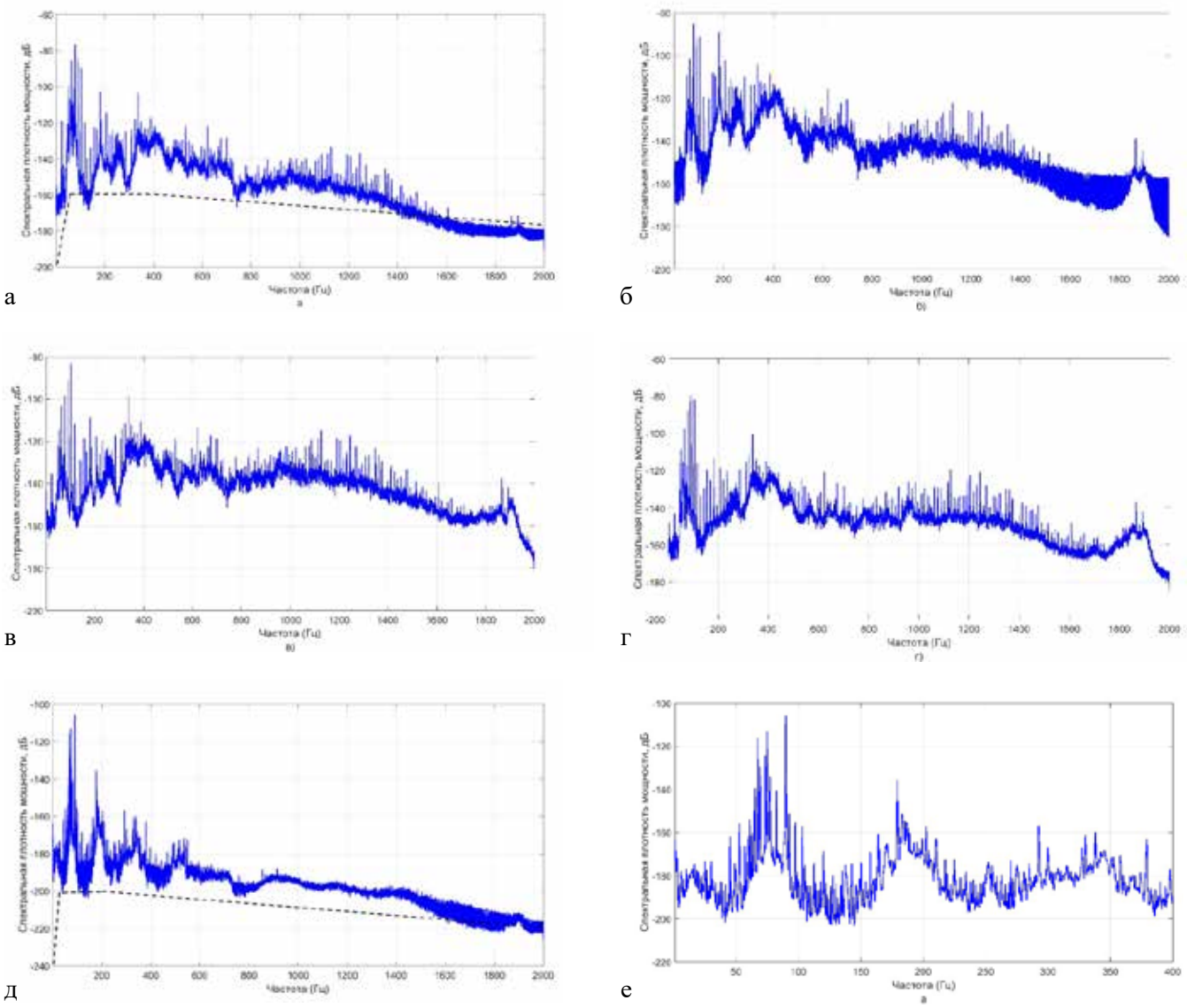

Рис. 9. Частотная зависимость спектральной плотности мощности в каналах КП: а, д, е – канал звукового давления; б, *в*, г – векторные каналы *x*, *y*, *z*

ла, излучаемого электродинамическим излучателем, и дискретные составляющие ВЛЗР судов ближнего судоходства. Уровень дискретных составляющих значительно возрастает именно в зонах резонансного возбуждения волновода.

На рис. 9, *д, е* поясняются спектральные характеристики в зоне глубокого интерференционного минимума звукового поля. На рисунках хорошо видны зоны резонансного возбуждения волновода в окрестности частот 20, 65, 190 Гц и т.д., которые неплохо соответствуют основной частоте продольного резонанса и её гармоникам, третьей, девятой, численные оценки которых приведены в работе [6]. С увеличением номера гармоник характерно их слияние и формирование на частотной зависимости СПМД глобальных максимумов, принципиально связанных с возбуждением в волноводе продольных резонансов.

Штриховая линия на рис. 9, *а, д* поясняет типовую частотную зависимость –20дБ/декаду, характерную для шумов судоходства в глубоком море в звуковом диапазоне частот, переходную зону 20–400Гц, в которой частотная зависимость СПМД определяется в основном резонансными свойствами волновода, и зону с вырожденным звуковым полем на частотах, меньших первой частоты продольного резонанса модельного волновода. Можно отметить, что резонансные свойства волновода проявляются на спектральных характеристиках во всех каналах КП, не зависят от отношения S/N и характеризуют такое фундаментальное явление, каким являются продольные резонансы модельного волновода и их реализация в реальных волноводах типа берегового клина. Можно также отметить, что плавное изменение глубины волновода служит элементом точной настройки волно-

вода на резонансное значение частотного параметра $k_1 h$.

Особый интерес представляют анализ скалярно-векторной структуры звукового поля в зоне интерференционных минимумов звукового поля, а также проблема повышения помехоустойчивости комбинированного приёмника при приёме слабых сигналов в зоне таких минимумов. В качестве примера рассмотрим структуру звукового поля на частоте 45 Гц на интервале времени 13 ч 10 мин – 13 ч 12 мин, который соответствует интерференционному минимуму звукового поля. Этот минимум хорошо наблюдается на проходных характеристиках, представленных на рис. 6, *а*.

Соответствующие этому интервалу проходные характеристики с малым временем усреднения показаны на рис. 10. Рис. 10, *а* поясняет проходные характеристики по первым 4 информативным параметрам $A_1 = |p|^2$, $A_2 = I_{1x}$, $A_3 = I_{1y}$, $A_4 = I_{1z}$. На рис. 10, *б* приведены проходные характеристики по информативным параметрам $A_1 = |p|^2$, $A_5 = I_{2x}$, $A_6 = I_{2y}$, $A_7 = I_{2z}$, $\overline{I} = \overline{I}_1 + i\overline{I}_2$. Видно, что в зоне интерференционного минимума уровень звукового давления на 25–30 дБ ниже максимального уровня звукового давления в окрестности этого минимума. Однако отношение S/N во всех каналах комбинированного приёмника сохраняется достаточно высоким для раздельной регистрации сигнала и помехи. Это отношение, вычисленное в среднем для трассы, указано на проходных характеристиках и составляет в среднем 11–12 дБ. В качестве характерной особенности отметим доминирование знакопеременной (с периодом λ/2) вихревой составляющей вектора интенсивности в векторных каналах КП как для компонент вещественной составляющей вектора интенсивности, так и для компонент мнимой составляющей вектора интенсивности.

В соответствии с результатами работ [14–17] по анализу вихревых структур можно полагать, что интерференционный минимум звукового давления является узловой точкой или центром вихря, а в его окрестности формируются седловые точки, соответствующие нулевому значению модуля вещественной частоты вектора интенсивности, и зоны обратного (по направлению к источнику) движения потоков

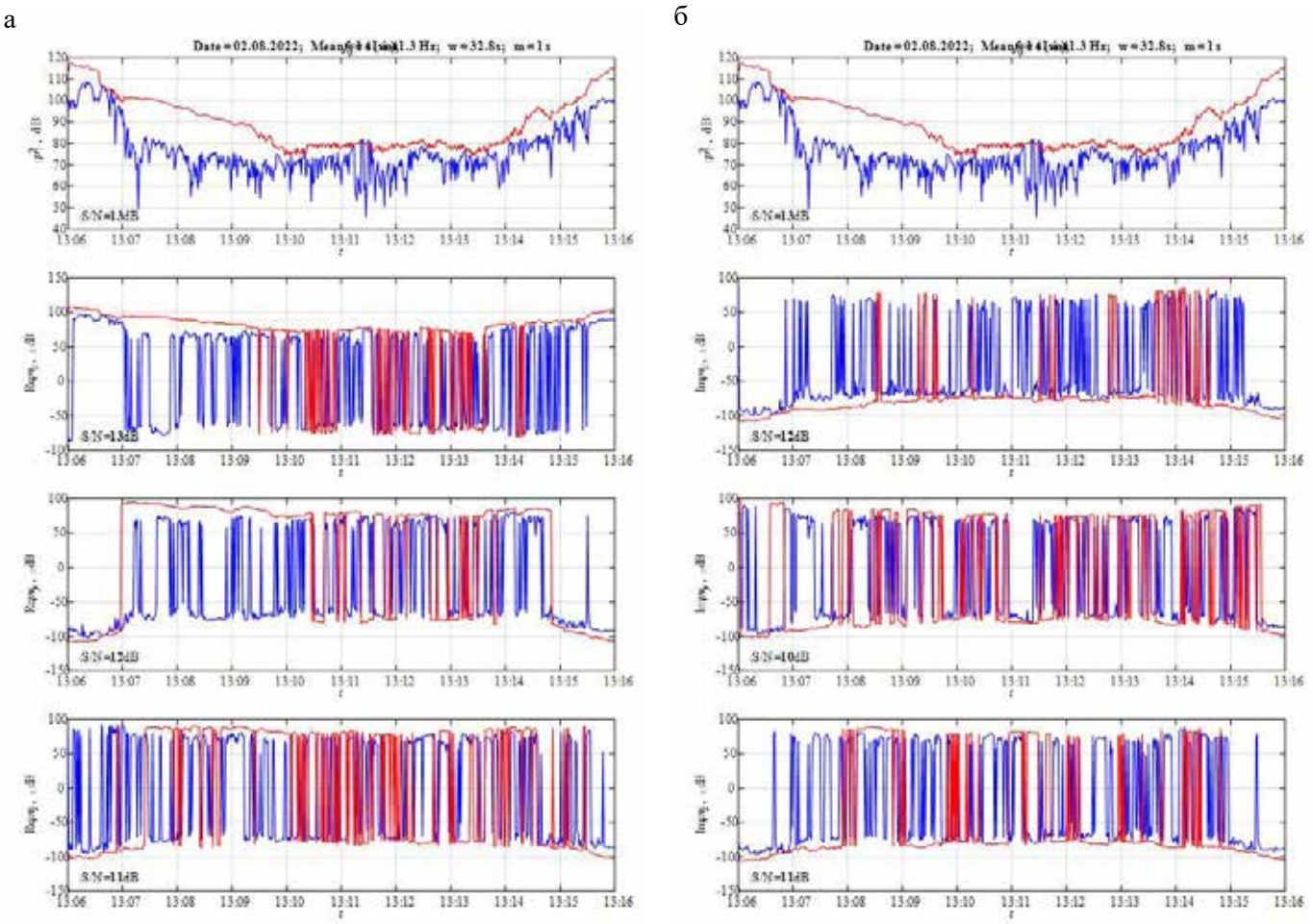

Рис. 10. Проходные характеристики в каналах КП: а – для параметров А1 – А4, б – для параметров А1, А5–А7; время усреднения 1 с

а б

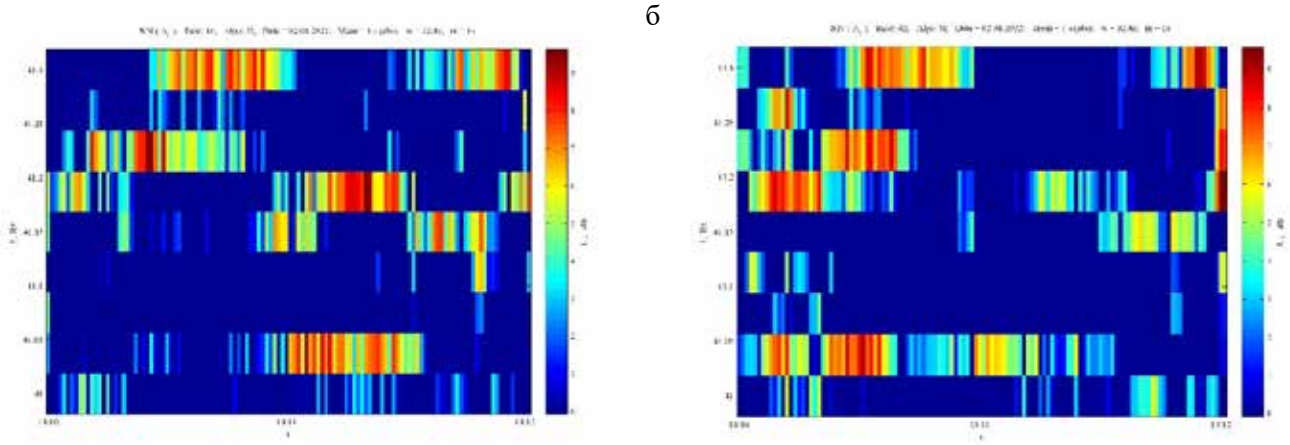

Рис. 11. Сонограммы звукового поля для отношения S/N в канале звукового давления: а – КП-1, б – КП-2

мощности в окрестности вихря. Кроме того, обе составляющие комплексного вектора интенсивности в вихревой зоне являются знакопеременными осциллирующими величинами, что хорошо подтверждается рис. 10. Узловые и седловые точки, названные в работе [17] дислокациями фазового фронта, являлись объектом многочисленных исследований, полный перечень работ по этой проблеме содержится в работе [18]. Уникальные результаты детального исследования вихревых структур, крупномасштабных, мелкомасштабных с периодом λ/2, в зоне интерференционного минимума звукового давления приведены в работе [19].

Другая важная проблема обработки всей скалярно-векторной информации связана с повышением помехоустойчивости комбинированного приёмника для реализации приёма слабых сигналов, соответствующих зонам интерференционных минимумов звукового поля. Эта проблема решена нами в работах [7–11] путём использования 16 информативных параметров, полностью характеризующих скалярно-векторную структуру звукового поля. К этим параметрам кроме 7 перечисленных выше при описании проходных характеристик относятся три компоненты вещественного вектора – ротора вектора интенсивности, и 6 компонент комплексного вектора градиента давления. В процессе обработки сигналов для каждого информативного параметра вычисляется текущее значение отношения сигнал/помеха (S/N) во всей пространственно-частотной области регистрации и наблюдения источника сигналов. На выходе блока обработки сигналов (БОС) компаратор выбирает тот информативный параметр, которому соответствует максимальное отношение $(S/N)_{\max}$. По вычисленным отношениям $(S/N)_{\max}$ строится итоговая сонограмма. Сонограммы звукового поля для отношения S/N на выходе канала звукового давления показаны на рис. 11 для двух КП приёмной системы. Сонограммы построены в зоне интерференционного минимума звукового поля. На рис. 12 поясняются сонограммы звукового поля для отношения $(S/N)_{\max}$ на выходе БОС. На рис. 13 поясняются сонограммы

а б

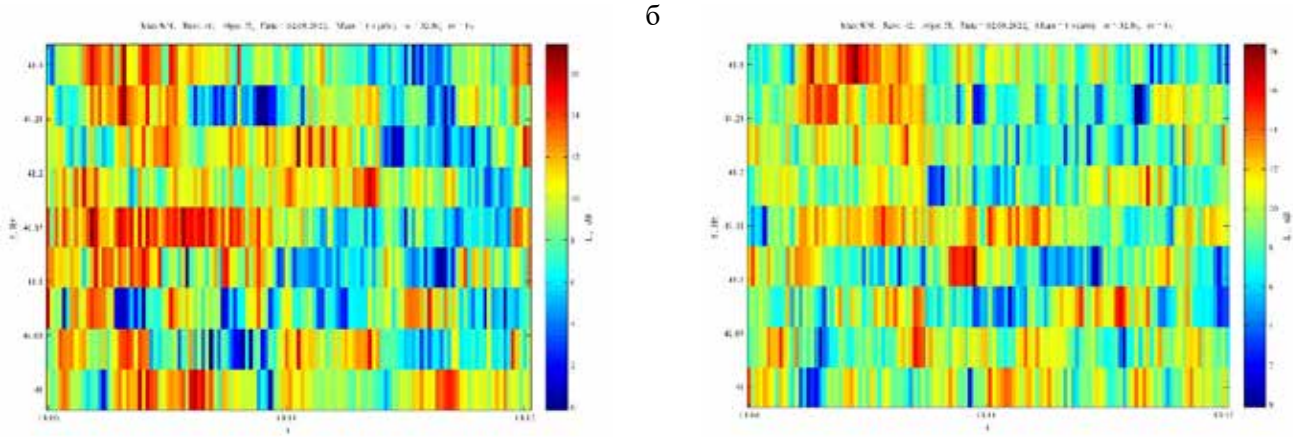

Рис.12. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N)max на выходе БОС: а – КП-1, б – КП-2

а б

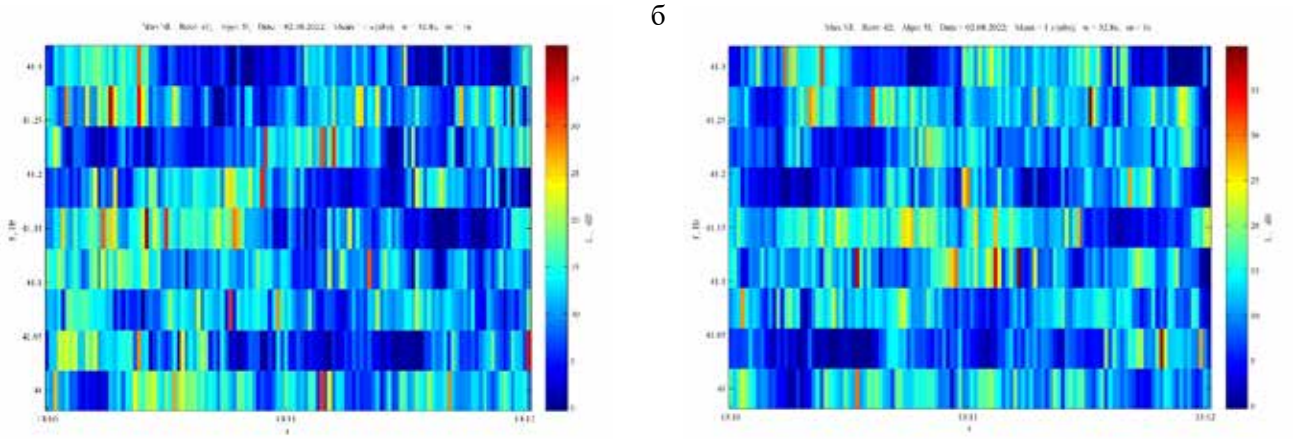

Рис. 13. Сонограммы для оценки помехоустойчивости КП: а – КП-1, б – КП-2

для оценки помехоустойчивости приёмной системы на основе комбинированных приёмников в определении работы [20] – как разность логарифмических уровней для отношения $(S/N)_{\max}$ на выходе БОС и на выходе канала звукового давления.

Суть технологии повышения помехоустойчивости приёмной системы с использованием всех информативных параметров, характеризующих скалярно-векторную структуру звукового поля, заключается в следующем. В условиях мелкого моря с понижением частоты увеличивается роль вихревой составляющей вектора интенсивности и процессов компенсации в поле векторной помехи и в векторных каналах КП. Эти процессы повышают отношение S/N, но для различных информативных параметров увеличение отношения S/N имеет место в различные моменты времени и в различных частотных областях пространственно-частотной структуры звукового поля. Различие в тонкой пространственно-временной структуре звукового поля проявляется даже в сонограммах, построенных для двух комбинированных приёмников, разнесённых на 1 м в направлении распространения сигнала при высокой коррелированности усреднённых характеристик. Использование полного набора 16 информативных параметров с последующим определением параметра, которому соответствует максимальное отношение $(S/N)_{\max}$, позволяет существенно сгладить пространственно-частотную интерференционную структуру звукового поля с одновременным повышением помехоустойчивости приёмной системы на всём интервале наблюдения широкополосного источника, включая зоны интерференционных минимумов создаваемого им звукового поля. В зонах интерференционных минимумов звукового давления в окрестности частот продольных резонансов существенно возрастает роль мелкомасштабной вихревой составляющей вектора интенсивности в суммарном звуковом поле. Как следствие, возрастает вклад компонент ротора вектора интенсивности в помехоустойчивость приёмной системы на основе комбинированных приёмников при использовании полного набора информативных параметров, характеризующих звуковое поле в скалярно-векторном описании. Судя по полученным экспериментальным данным, этот выигрыш составляет не менее 10 дБ в полосе частот 41.0–41.3 Гц (в среднем по трассе), что и подтверждается рис. 11–13.

Заключение

Выполнено экспериментальное исследование звуковых полей, формируемых в береговом клине с малым углом раскрыва в диапазоне частот, близких к частотам продольного резонанса модельного волновода Пекериса. В диапазоне частот, близких к первым двум частотам продольного резонанса, экспериментальные результаты хорошо подтверждают резонансный характер парного зарождения нормальных волн, причём резонансный уровень возбуждения на 25–30 дБ превышает уровень нерезонансного возбуждения. Выполнен анализ частотной зависимости спектральной плотности мощности в каналах комбинированного приёмника, которая носит явно выраженный резонансный характер.

Отмечено, что с понижением частоты увеличивается вклад мелкомасштабной вихревой составляющей вектора интенсивности в суммарное звуковое поле, которая уверенно регистрируется в векторных каналах комбинированного приёмника. Предложены и экспериментально апробированы алгоритмы обработки сигналов по полному набору 16 информативных параметров, включающих компоненты ротора вектора интенсивности. Предложенные алгоритмы

позволили увеличить помехоустойчивость приёмной системы на основе комбинированных приёмников в зоне интерференционного минимума звукового давления не менее чем на 10 дБ.

Экспериментальные исследования звуковых полей в инфразвуковом диапазоне частот в условиях берегового клина позволяют выполнить верификацию двух сравниваемых модельных решений ключевой для теоретической и прикладной гидроакустики граничной задачи Пекериса. Результаты эксперимента подтверждают предпочтительность обобщённого модельного решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М. О поле точечного излучателя в слоисто-неоднородной среде // Изв. АН СССР. Серия физич. 1949. Т. 13, № 5. С. 505–545.
2. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 406 с.
3. Физическая акустика. Т.1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Часть А / под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1966. С. 140–203.
4. Гордиенко В.А., Гордиенко В.Л., Захаров Л.Н., Ильичёв В.И. Особенности распространения в мелкой воде сигналов, возбуждаемых источником, расположенном в воздухе // Докл. АН СССР. 1993. Т. 333, № 4. С. 503–506.
5. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Резонансные явления в нерегулярных акустических волноводах типа берегового клина // ДАН. 2010. Т. 436, № 4. С. 545–548.
6. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Резонансные явления в клиновидном волноводе в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 4(42). С. 71–83.
7. Касаткин С.Б. Вертикальная структура звукового поля в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот в скалярно-векторном описании // Гидроакустика, 2020. Т. 44, № 4. С. 26–36.
8. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Экспериментальная оценка помехоустойчивости комбинированного приёмника в инфразвуковом диапазоне частот // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 1(27). С. 38–47.
9. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Особенности распространения и интерференции нормальных волн в волноводной системе водный слой – морское дно с низкой сдвиговой упругостью // Подводные исследования и робототехника. 2018. № 25(1). С. 46–58.
10. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Скалярно-векторная структура и кинематические характеристики звукового поля в инфразвуковом диапазоне частот // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14, № 3. С. 71–85.
11. Касаткин Б.А. Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Обнаружение и идентификация малошумного движущегося источника на фоне шумов ближнего судоходства в мелком море // Морские интеллектуальные технологии. 2022. № 3–1(57). С. 205–211.
12. Свининников А.И. Петрофизика западной частот Тихого океана и окраинных морей востока Азии. Владивосток: Дальнаука, 2004. С. 226–235.
13. Урик Р.Д. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. С. 211–246.
14. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
15. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 308 с.
16. Журавлёв В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 5(11). С. 3769–3783.
17. Nye J.F., Berry M.V. Dislocations in wave trains // Proc. R. Soc. London. Ser. A 336(1605). 1974. P. 165–190.
18. Щуров В.А. Движение акустической энергии в океане. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2019. 204 с.
19. Щуров В.А. Фазовый механизм устойчивости вихря вектора акустической интенсивности в мелком море частот // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 3(41). С. 79–90.
20. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. С. 168–237.

Об авторах

КАСАТКИН Борис Анатольевич, д.ф.-м.н., г.н.с., профессор
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий им. академика. М.Д. Агеева Дальневосточного отделения Российской академии наук
Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а
Область научных интересов: теоретическая и прикладная гидроакустика, распространение звуковых волн в слоистых волноводах
E-mail: kasatkas@marine.febras.ru
ORCID: 0000-0001-7392-3672

ЗЛОБИНА Надежда Владимировна, д.т.н., г.н.с.
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий им. академика. М.Д. Агеева Дальневосточного отделения Российской академии наук
Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а
Область научных интересов: акустика слоистых сред, гидроакустика, обработка сигналов
E-mail: zlobina@marine.febras.ru
ORCID: 0000-0003-3314-2163

КАСАТКИН Сергей Борисович, к.ф-м.н., зав. лабораторией
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий им. академика. М.Д. Агеева Дальневосточного отделения Российской академии наук
Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а
Область научных интересов: гидроакустика, обработка сигналов, шумовые поля, гибридные приемные системы, неоднородные обобщенные волны
Тел.: 8(908)440-8854
E-mail: kasatkas@marine.febras.ru
ORCID: 0000-0002-0945-8355

DOI: 10.37102/1992-4429_2023_45_03_08

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF SOUND FIELDS OF THE INFRASONIC RANGE IN A COASTAL WEDGE

B.A. Kasatkin, N.V. Zlobina, S.B. Kasatkin

Two model solutions of the Pekeris boundary value problem, classical and generalized, are considered. The sound field, which is formed under the conditions of the coastal wedge in the infrasonic frequency range, is best suited for the experimental verification of these model solutions. The paper presents the experimental results of such verification under conditions when the differences in the model description of sound fields become the most significant. The most significant differences in the model solutions that are studied in this paper include the resonant structure of the sound field in a shallow sea and the small-scale alternating structure of the vortex component of the intensity vector, which becomes the dominant component of the sound field in the zone of interference minima of the sound pressure. To study these features, combined receivers are best suited, which make it possible to measure the full set of sound field characteristics in a scalar-vector description.

Key words: generalized solution, longitudinal resonance, combined receiver, coastal wedge, a small-scale sign-alternating vortex component of the intensity vector.

Reference

1. Brekhovskikh L.M. On the field of a point emitter in a layered inhomogeneous medium. Izv. AN USSR. Physics Series 1949. Vol. 13. No. 5. p. 505-545.
2. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Correct formulation of boundary value problems in acoustics of layered media. Moscow. Nauka, 2009. 406 p.
3. Physical acoustics. Vol.1. Methods and devices of ultrasound studies. Part A / edited by W. Mason. M.: Mir, 1966. p. 140-203.
4. Gordienko V.A., Gordienko V.L., Zakharov L.N., Ilyichev V.I. Features of propagation of signals excited by a source located in air in shallow water. Dokl. USSR Academy of Sciences. 1993. Vol. 333. No. 4. p. 503-506.
5. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Resonant phenomena in irregular acoustic waveguides of the coastal wedge type. DAN. 2010. Vol. 436. No. 4. P. 545-548.
6. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Resonant phenomena in a wedge-shaped waveguide in the shallow sea in the infrasonic frequency range. Underwater research and robotics. 2022. No.4(42), p.71-83.
7. Kasatkin S.B. The vertical structure of the sound field in the shallow sea in the infrasonic frequency range in a scalar–vector description. Hydroacoustics, 2020, 44 (4), p. 26-36.
8. Kasatkin B.A., Kasatkin S.B. Experimental evaluation of the noise immunity of a combined receiver in the infrasonic frequency range. Underwater research and robotics. 2019. No. 1(27). P. 38-47.
9. Kasatkin B.A., Kasatkin S.B. Features of propagation and interference of normal waves in the waveguide system water layer – seabed with low shear elasticity. Underwater research and robotics. 2018. No. 25(1). P. 46-58.
10. Kasatkin B.A., Kasatkin S.B. Scalar-vector structure and kinematic characteristics of the sound field in the infrasound frequency range. Fundamental and applied hydrophysics. 2021. Vol. 14. No. 3. P. 71-85.
11. Kasatkin B.A. Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Detection and identification of a low-noise moving source against the background of noise of short-range navigation in the shallow sea. Marine intelligent technologies. 2022. No. 3-1(57). P. 205-211.
12. Svininnikov A.I. Petrophysics of the Western Pacific Ocean and marginal seas of East Asia. Vladivostok: Dalnauka. 2004. P. 226-235.
13. Urik R.D. Fundamentals of hydroacoustics. L.: Shipbuilding, 1978. P. 211-246.
14. Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Cherkasov A.V. Vortex properties of the acoustic intensity vector in the shallow sea. Acoustic. journal. 2011. Vol. 57. No. 6. P. 837-843.
15. Shchurov V.A. Vector acoustics of the ocean. Vladivostok: Dalnauka, 2003, 308 p.
16. Zhuravlev V.A., Kobozev I.K., Kravtsov Yu.A. Energy flows in the vicinity of the frontline dislocations. JETF. 1993. Vol. 104. Issue 5(11). P. 3769-3783.
17. NYE J.F. and Berry M.V., "Dislocations in wave trains," Proc. R. Soc. London, Ser. A 336(1605), 165-190 (1974).
18. Shchurov V.A. Movement of acoustic energy in the ocean. Vladivostok: TOI FEB RAS, 2019, 204 p .
19. Shchurov V.A. Phase mechanism of vortex stability of the acoustic intensity vector in a shallow sea of frequencies. Underwater research and robotics. 2022. No. 3(41). P. 79-90.
20. Gordienko V.A. Vector-phase methods in acoustics. M.: Fizmatlit, 2007. P. 168-237.

Author information

KASATKIN Boris Anatol'evich, Dr. Sc., prof., Chief Researcher IMTP FEB RAS.
Contacts: (423) 243-25-78. **E-mail:** kasatkas@marine.febras.ru

ZLOBINA Nadezhda Vladimirovna, Dr. Sc., Chief Researcher IMTP FEB RAS.
Contacts: (423) 243-25-78. **E-mail:** zlobina@marine.febras.ru

KASATKIN Sergey Borisivich, Ph.D., Leading Researcher IMTP FEB RAS.
Contacts (423)243-25-78. **E-mail:** bigcezar@mail.ru