

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

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

В работе продолжены исследования вертикальной структуры звукового поля в мелком море с помощью вертикально ориентированной трёхэлементной комбинированной приёмной антенны. Звуковое поле формировалось дискретными составляющими вально-лопастного звукоряда судна в инфразвуковом диапазоне частот 2–15 Гц. В этом диапазоне частот, заведомо меньших первой критической частоты модельного волновода Пекериса, структура звукового поля становится предельно простой и может быть использована для идентификации нормальных волн, формирующих звуковое поле. Результаты эксперимента, проведенного в августе 2021 года в районе Уссурийского залива, подтверждают ранее сделанный вывод о том, что звуковое поле на предельно низких частотах инфразвукового диапазона сформировано неоднородными волнами Рэлея–Шолте – регулярной и обобщённой. Кроме того, увеличенная апертура антенны позволила разделить вклад этих волн в пространственную структуру звукового поля. С увеличением частоты уменьшается глубина проникновения звуковой волны в донное полупространство и возрастает роль неоднородных волн волновода Пекериса, возбуждаемых комплексным угловым спектром источника. По результатам измерения коэффициентов затухания неоднородных волн на апертуре вертикальной антенны определены эффективная групповая скорость как скорость переноса энергии в инфразвуковом диапазоне частот и её пространственно-частотная зависимость. Идентификация модовой структуры звукового поля согласуется с выполненными модельными расчётами.

Ключевые слова: комбинированный приёмник, инфразвук, неоднородные волны Рэлея - Шолте, обобщённые (гибридные) волны, групповая скорость.

Введение

При исследовании звуковых полей, формируемых реальными источниками в морском эксперименте, важная роль отводится корректному сопоставлению результатов эксперимента и его модельного описания. С учётом сложности морского эксперимента, неоднозначности условий его проведения и неоднозначности его модельного описания подобная проблема остаётся достаточно актуальной и важной в плане практического использования тех или иных модельных представлений и их верификации. Модельное описание звуковых полей в реальной морской среде строится на основе модельного волновода Пекериса, введённого в пионерной работе [1] и обобщённого в последующих работах на слоистые волноводы, учитывающие неоднородность морской среды по профилю скорости звука и неоднородность донного полупространства. В этой же работе было полу-

чено первое решение граничной задачи (ГЗ) для волновода Пекериса в классе аналитических функций в виде разложения по собственным функциям некоторого несамосопряжённого оператора и интегрального члена (интеграла по берегам разреза, получившего название разреза Пекериса). Следует отметить, что модельный волновод Пекериса является открытой системой с неизбежными потерями на излучение в полупространство при углах падения, меньших критического значения. Использование для описания открытой системы несамосопряжённого оператора является совершенно корректным и естественным, однако несамосопряжённая модельная постановка самой ГЗ не была сформулирована. Как следствие решение ГЗ, предложенное Пекерисом, оказалось корректным только для описания звукового поля в самом волноводе, но не в полупространстве, где амплитуда вытекающих волн (leakage waves) комплексного спектра экспоненциально растёт с глубиной.

Видимо, по этой причине более привлекательным оказалось решение ГЗ в классе аналитических функций, но в самосопряжённой модельной постановке, полученное в работе [2]. Это решение корректно во всей области определения волновод–полупространство, но сингулярно на оси симметрии. Важно отметить, что самосопряжённый оператор используется для описания консервативной системы, в которой отсутствуют какие-либо потери энергии. Иначе говоря, в самосопряжённой модельной постановке ГЗ волновод и полупространство рассматриваются как две энергетически независимые подсистемы, для которых поток мощности через границу раздела вода–морское дно тождественно равен нулю. Однако это положение явно противоречит понятию открытой системы, какой является волновод Пекериса. Вместе с тем именно это модельное решение, которое будем называть классическим, явилось основой хорошо известного научного направления в акустике слоистых сред, представленного набором монографий академика Л.М. Бреховских и его учеников [3–9]. Более того, привлекательность этого решения и самой модельной постановки объясняется и тем, что оно сравнительно легко обобщается на нерегулярные слоистые волноводы методом параболического уравнения (МПУ) и различных его модификаций. Однако именно в нерегулярных слоистых волноводах вопросы энергообмена через границы раздела играют первостепенную роль, а к недостаткам приближённого по существу МПУ добавляются недостатки самосопряжённой модельной постановки.

Возвращаясь к пионерной работе [1], в которой решение ГЗ получено с использованием собственных функций несамосопряжённого оператора, отметим, что несамосопряжённая модельная постановка предполагает при описании суммарного решения использование собственных функций двух сопряжённых операторов, а не одного из них, как было сделано в этой работе. Собственными функциями двух сопряжённых операторов являются расходящиеся волны, использованные в работе [1], и сходящиеся волны отдачи, не использованные при построении суммарного решения. Именно поэтому предложенное в работе [1] решение оказалось некорректным при описании звукового поля в полупространстве. Однако несамосопряжённая модельная постановка ГЗ Пекериса, в основе которой лежит гипотеза о возможной трансформации расходящихся и сходящихся волн отдачи, оказалась особенно привлекательной при анализе звуковых полей инфразвукового диапазона, где различие модельных решений становится весьма существенным. Некоторые результаты модельного

описания звуковых полей в несамосопряжённой модельной постановке изложены в работе [3], а экспериментальное подтверждение целесообразности её использования дано в работе [4]. Будем называть решение, полученное в несамосопряжённой модельной постановке, обобщённым решением как содержащее расходящиеся волны и сходящиеся волны отдачи (гибридные волны), связанные механизмом трансформации. Как показано в этой работе, вертикальная структура звукового поля в скалярно-векторном описании в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот не соответствует классическому решению ГЗ ни в рамках модельного волновода Пекериса, ни в рамках волновода жидкий слой–твёрдое полупространство. Цель настоящей работы заключается в проведении дополнительных теоретических и экспериментальных исследований этой важнейшей проблемы верификации различных модельных решений ключевой для гидроакустики и гидрофизики ГЗ, какой является задача Пекериса.

Особенности модельного описания звуковых полей инфразвукового диапазона. При возбуждении звуковых полей инфразвукового диапазона в системе вода–морское дно существенно увеличивается глубина проникновения звуковой волны в донное полупространство, в модельном описании которого необходимо учитывать сдвиговую упругость. Особенности системы нормальных волн в волноводе жидкий слой–твёрдое полупространство рассмотрены в работе [10]. В классическом решении ГЗ для такого волновода на частотах, меньших первой критической частоты, звуковое поле представлено регулярной неоднородной волной Рэлея–Шолте, локализованной на границе раздела вода–морское дно. В обобщённом решении звуковое поле описывается парой неоднородных волн, регулярной волной Рэлея–Шолте, локализованной на границе раздела, и обобщённой волной Шолте, локализованной на горизонте источника. Обобщённая волна Шолте соответствует обобщённому решению характеристического уравнения для границы раздела жидкого и твёрдого полупространств и впервые описана в работах [12, 13]. Обобщённое решение ГЗ для такого волновода поясняется рис.1 для приповерхностного источника, подробности решения ГЗ приведены в работе [10].

Звуковое поле на рисунках представлено в нормированных на глубину волновода h координатах $r_1 = r/h, z_1 = z/h, k_1 = \omega/c_1, z_{01} = z_0/h, c_1$ – скорость звука в волноводе, ω – круговая частота. Уровни квадрата звукового давления (скалярной интенсивности) $p^2(r, z)$, горизонтальной компоненты вектора интен-

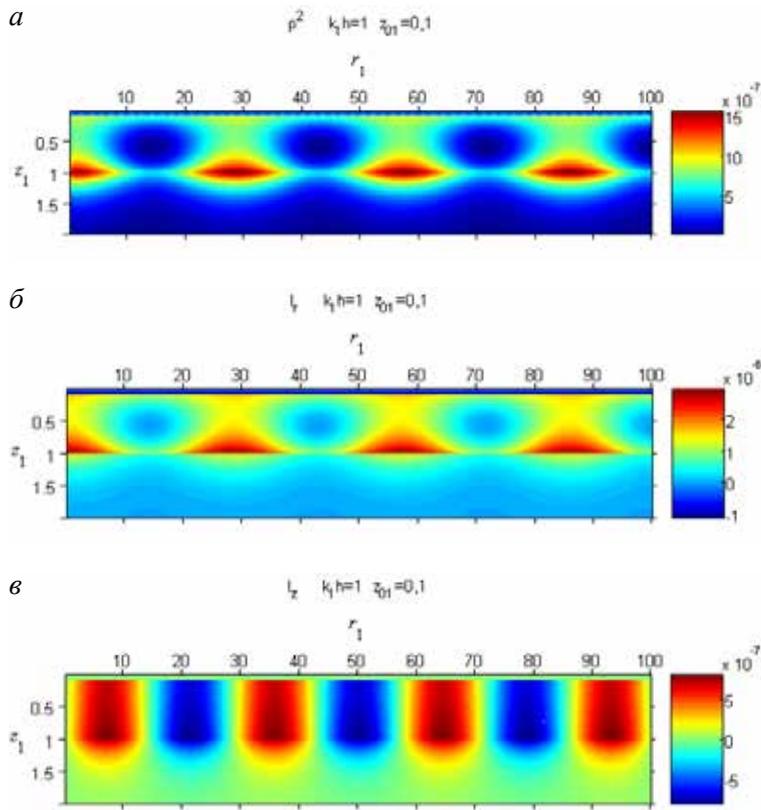


Рис. 1. Обобщённое решение (жидкий слой – твёрдое полупространство), $k_1 h = 1.0$, $z_{01} = 0.1$.
 а – $p^2(r, z)$, б – $I_r(r, z)$, в – $I_z(r, z)$

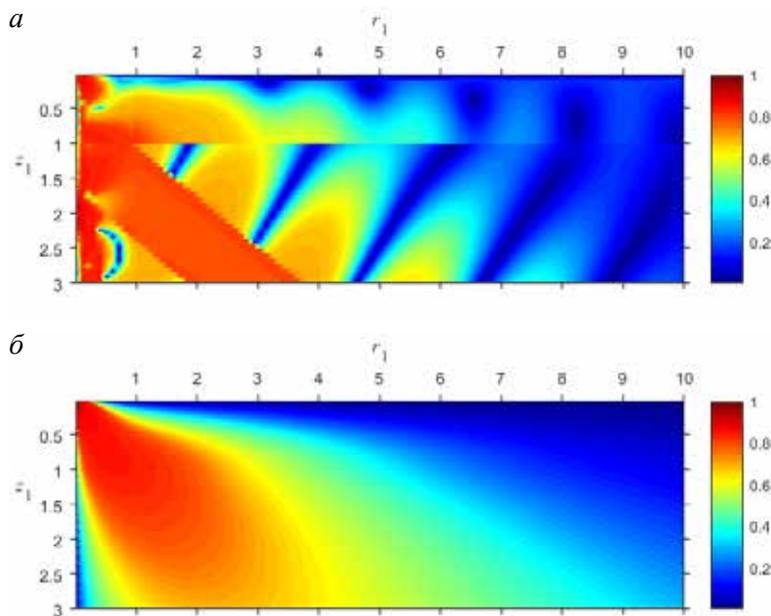


Рис. 2. Обобщенное решение: а – классическое решение; б – $k_1 h = 2.0$, $z_{01} = 0.1$

сивности $I_r(r, z)$ и вертикальной компоненты вектора интенсивности $I_z(r, z)$ приведены в относительных единицах. На рисунках хорошо видна интерференционная структура звукового поля, образованная парой волн типа Релея–Шолте, регулярной и обобщённой, с характерной пространственной локализацией поля либо на горизонте источника, либо на границе раздела вода–морское дно. Можно отметить также формирование вихревых структур с образованием характерных узловых и седловых точек в определении работы [14]. Поскольку вертикальные структуры звукового поля в классическом и обобщённом решении отличаются принципиально, сам этот факт можно использовать для идентификации модовой структуры звукового поля в реальном морском эксперименте.

Как отмечалось в работе [11], низкоскоростные волны типа Релея–Шолте появляются на предельно низких частотах инфразвукового диапазона. Численная оценка скорости распространения таких волн, которая заведомо меньше скорости поперечной волны в твёрдом полупространстве, в зависимости от типа грунта изменяется в пределах первых сотен м/с. Однако с ростом частоты экспериментально измеренная скорость распространения волнового процесса растёт, приближаясь к скорости звука в волноводе.

Для объяснения этой особенности необходимо обратиться к обобщённому решению ГЗ для волновода Пекериса в диапазоне частот, меньших первой критической частоты. В классическом решении ГЗ в этом диапазоне частот неоднородные волны отсутствуют, как и само волновое движение с отличным от нуля горизонтальным потоком мощности. Структура обобщённого решения ГЗ в сравнении с классическим решением в этом диапазоне частот поясняется рис. 2–4 для приповерхностного источника.

В обобщённом решении в диапазоне частот, меньших первой критической частоты $(k_1 h)_{кр} = 2.9$, звуковое поле в волноводе представлено обобщённой (гибридной) волной нулевого порядка, локализованной на горизонте источника, и первой вытекающей волной комплексного спектра, которая продолжается в волновод стоячей волной, модулирующей амплитуду суммарного поля. Обобщённая (гибридная) волна нулевого

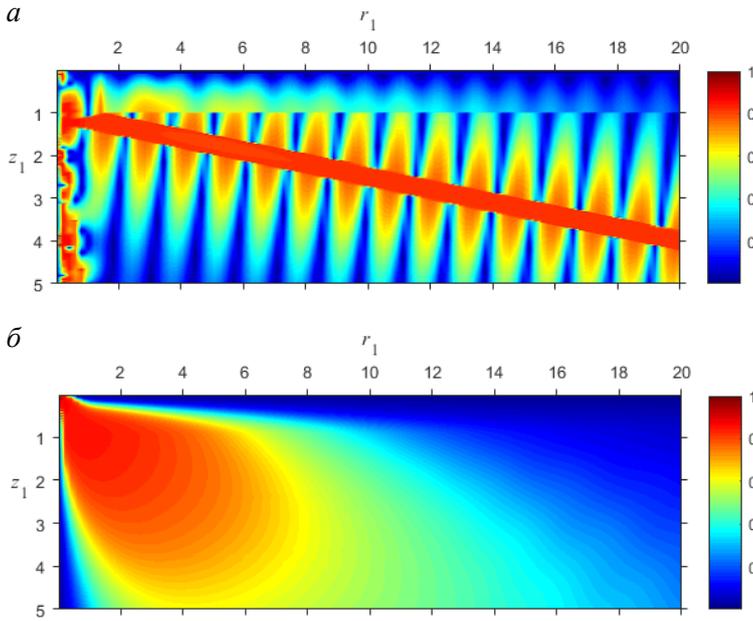


Рис. 3. Обобщенное решение: а – классическое решение; б – $k_1 h = 2.7, z_{01} = 0.1$

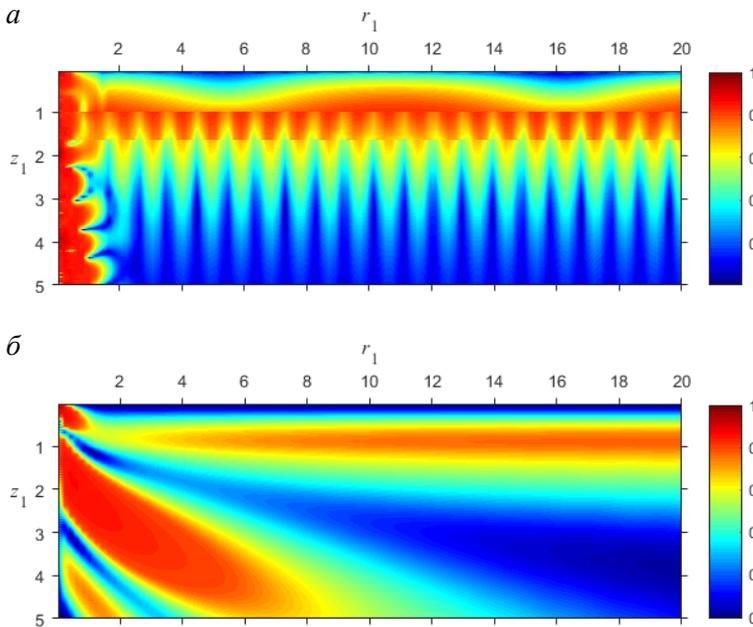


Рис. 4. Обобщенное решение: а – классическое решение; б – $k_1 h = 3.5, z_{01} = 0.1$

порядка является неоднородной медленной волной, а её скорость распространения c_0 соответствует корню характеристического уравнения для границы раздела двух жидких полупространств:

$$c_0 = c_1 \sqrt{\frac{1 - \rho_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2 c_{12}^2}}, \quad (1)$$

где $\rho_{12} = \rho_1 / \rho_2, c_{12} = c_1 / c_2, \rho_1, c_1, \rho_2, c_2$ – плотность и скорость звука в верхнем и нижнем полупространствах соответственно. Для типичных значений плотности и скорости звука в неконсолидированных осадках, слагающих морское дно в заливе Петра Великого, скорость неоднородной волны в этом случае на (2÷5)% меньше скорости звука в водной среде. Для этой волны горизонт источника является горизонтом трансформации расходящейся волны в сходящуюся волну отдачи, а сама волна возбуждается комплексным угловым спектром источника. В классическом решении уровень звукового поля максимален на границе раздела и монотонно убывает с расстоянием.

Другая особенность обобщённого решения, которая отличает его от классического решения, заключается в наличии непрерывного по частоте перехода вытекающих нормальных волн семейства $n(3)$ комплексного спектра с волновыми числами $(\xi, -\xi^*)$, формирующих стоячую волну в волноводе, в нормальные волны семейств $n(1), n(2)$, захваченные волноводом (обозначение волн соответствует принятому в работе [11]). Этот переход происходит на частотах продольного резонанса, которые являются кратными корнями дисперсионного уравнения. Для реализации продольного резонанса в волноводе необходимо появление в суммарном решении обратных волн с положительно определённой групповой скоростью. Такой механизм хорошо известен в теории твёрдых волноводов типа стержней, пластин, цилиндров со свободной поверхностью, в которых квазипоперечные волны зарождаются на частотах поперечного резонанса, квазипродольные волны зарождаются на частотах продольного резонанса, а сами граничные задачи для твёрдых волноводов всегда описываются несамосопряжённым оператором. Единство механизма формирования волнового движения в жидких и твёрдых волноводах свидетельствует о том, что само явление продольного резонанса в волноводах, не ограниченных в направлении распространения волново-

го движения, является фундаментальным явлением. Модельное описание продольных резонансов в клиновидном волноводе с малым углом раскрыва дано в работе [15], там же описано экспериментальное подтверждение этого интересного явления. Схема формирования первой пары нормальных волн, регулярной и обобщённой, поясняется рис. 5. Продольный резонанс реализуется одновременным возбуждением двух обобщённых нормальных волн на частоте резонанса x_p , для одной из которых $1(2)$ фазовая и групповая скорости являются положительно определёнными, а другая волна $\bar{2}(2)$ является обратной волной с положительно определённой групповой скоростью. С повышением частоты обобщённая волна $1(2)$ остаётся в своём классе, а обратная волна $\bar{2}(2)$ трансформируется на частоте трансформации x_{TP} в регулярную волну $2(1)$. При дальнейшем повышении частоты фазовая и групповая скорости этой волны растут одновременно, достигая на частоте антирезонанса x_{AP} своего максимального значения, равного скорости звука в полупространстве ($c_\Phi = c_\Gamma = c_2$). При дальнейшем повышении частоты и при условии $x \geq x_0$ обобщённая волна $1(2)$ становится неоднородной волной, фазовая и групповая скорости которой асимптотически стремятся к скорости c_0 , которая меньше скорости звука в волноводе c_1 . Эта скорость соответствует нулю коэффициента отражения границы раздела вода–морское дно, который реализуется в области комплексных углов падения [16].

Важная роль пары неоднородных волн $0(2)$ и $1(2)$ в формировании звукового поля, создаваемого придонным излучателем в придонной области волновода, поясняемая рис. 2–5, подробно исследована в работах [10], [15], [16]. Фазовая и групповая скорости регулярной волны $2(1)$ асимптотически стремятся к скорости c_1 . Для других пар нормальных волн резонансный механизм возбуждения пары нормальных волн более высокого порядка также выполняется, но фазовая и групповая скорости нормальных волн в асимптотике высоких частот стремятся к скорости звука в волноводе c_1 [16]. С повышением частоты первая вытекающая волна затекает в волновод и становится гибридной волной первого порядка, которая появляется в модельном решении работы [17]. Она возбуждается на частотах, больших первой критической частоты, а при значении

частотного параметра $k_1 h > 1/\rho_{12} \sqrt{1 - c_{12}^2} = x_0$ она становится неоднородной волной, скорость распространения которой асимптотически стремится к скорости c_0 с ростом частоты. Можно отметить, что в диапазоне частот, меньших либо близких к первой критической частоте, обобщённое решение и классическое решение имеют принципиальные различия в пространственной структуре звукового поля, которые также могут стать предметом экспериментальных исследований с целью верификации самих модельных решений.

Анализ результатов экспериментальных исследований. Экспериментальное исследование звуковых полей инфразвукового диапазона частот в мелком море проводилось на акватории Уссурийского залива в августе 2021 г. В качестве источника звуковых сигналов использовалось НИС «Юрий Молоков» (катамаран) и его дискретные составляющие вально-лопастного звукоряда (ВЛЗР). В качестве приёмной системы использовалась вертикально ориентированная антенна из трёх приёмных модулей, оснащённых комбинированными приёмниками (КП). Глубина моря в месте постановки антенны и в районе движения катамарана изменялась в небольших пределах 48–40 м, глубина установки приёмных модулей ПМ-1, ПМ-2, ПМ-3 составляла соответственно $z_1 = 18$ м, $z_2 = 28$ м, $z_3 = 38$ м. Максимальное расстояние между приёмной системой и катамараном при его маневрировании составляло 7.6 км. Эксперимент проводился при значительном уровне шумов ближнего судоходства. Схема маневрирования катамарана относительно приёмных модулей поясняется рис. 6. Обработка сигналов включала в себя измерение звукового давления и трёх компонент вектора градиента давления

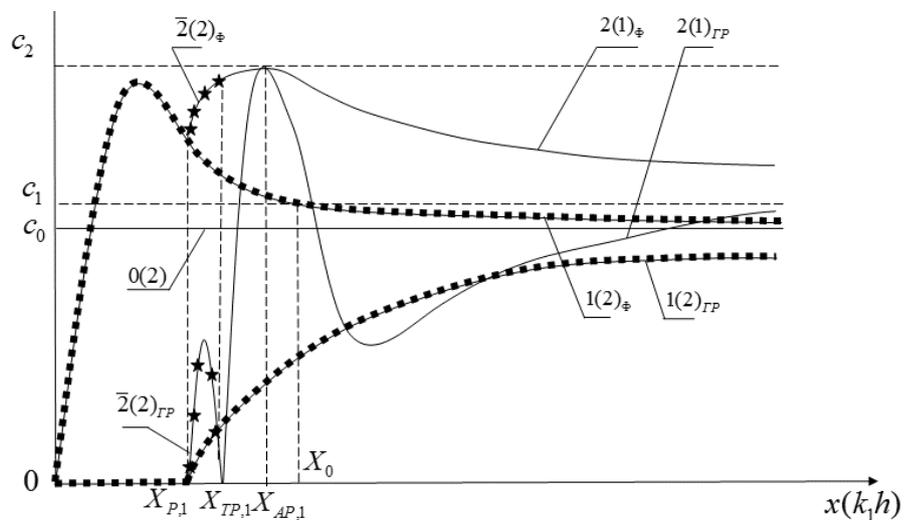


Рис. 5. Схема формирования первой пары нормальных волн, x_p – частота резонанса, x_{TP} – частота трансформации, x_{AP} – частота антирезонанса

в каналах КП отдельно для суммарного процесса сигнал плюс шум ($S+N$) и отдельно для шума (N). На основе этой первичной информации вычислялись 16 информативных параметров для суммарного процесса ($S+N$) и отдельно для шума (N) с последующим вычислением отношения (S/N) по каждому информативному параметру. Затем в блоке обработки сигналов (БОС) выделялся информативный параметр с максимальным отношением S/N и вычислялись по этому параметру 3D сонограммы для отношения S/N в координатах частота – время наблюдения, (расстояние) – уровень (дБ). В полный набор информативных параметров входят уровень звукового давления, 6 компонент комплексного вектора интенсивности, 6 компонент комплексного вектора градиента давления и 3 компоненты вещественного ротора вектора интенсивности. Подробное описание алгоритмов обработки сигналов приведено в работах [10, 11]. Сонограммы звукового поля на выходе канала звукового давления для приёмных модулей ПМ-1 и ПМ-3 на трассе №1 поясняются рис. 7 в диапазоне частот 2.0–15 Гц. Можно отметить, что дискретные составляющие вально-лопастного звуоряда (ВЛЗР) катамарана в диапазоне частот 2–6 Гц принимает только приёмный модуль ПМ-1, расположенный максимально близко к горизонту источника. Обработка сигналов по всем информативным параметрам существен-

но повышает помехоустойчивость КП. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) на выходе БОС для трассы №1 поясняются рис. 8 для приёмных модулей ПМ-1 и ПМ-3. В результате обработки на сонограмме, соответствующей приёмному модулю ПМ-1, регистрируется целый набор дискретных составляющих ВЛЗР, среди которых наибольший уровень соответствует лопастным частотам в районе 2.5 Гц, 5.0 Гц и 10 Гц. На сонограмме, соответствующей приёмному модулю ПМ-3, видны только лопастные частоты на фоне шумовой помехи. По результатам оценки отношения сигнал–помеха на выходе БОС и на выходе канала звукового давления вычислялась оценка помехоустойчивости КП в определении работы [18]. Сонограммы для оценки помехоустойчивости КП поясняются рис. 9 для приёмных модулей ПМ-1 и ПМ-3. Можно отметить, что обработка скалярно-векторной информации по полному набору информативных параметров позволила повысить помехоустойчивость КП до 20–25 дБ.

Дальнейшая обработка сигналов сводилась к построению проходных характеристик в узкой полосе частот, соответствующей лопастным частотам ВЛЗР, с последующей оценкой уровня компонент вектора интенсивности, нормированного на помеху, в каналах вертикальной антенны. Результаты обработки сведены в табл. 1. Эпюры вертикального распределения

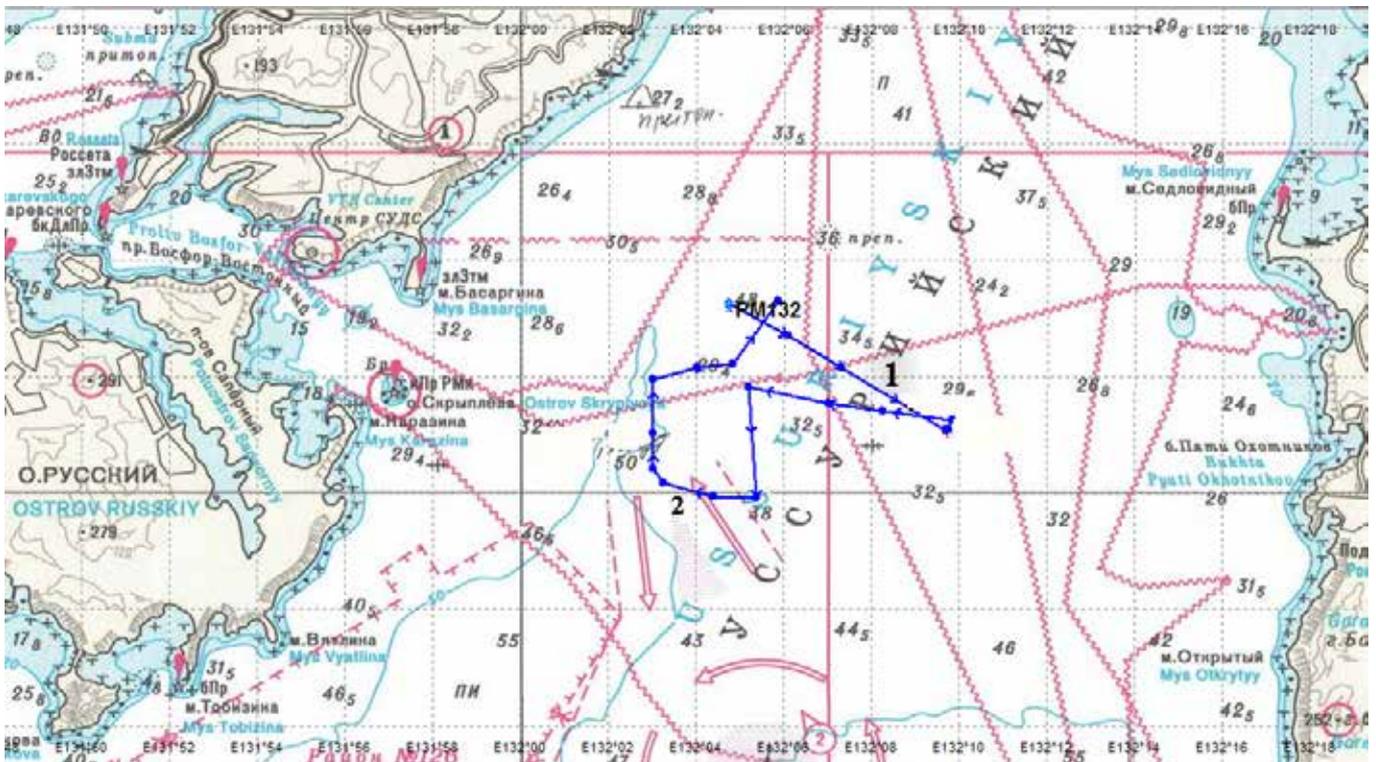


Рис. 6. Схема маневрирования катамарана относительно приёмных модулей РМ132

модуля вектора интенсивности поясняются рис. 10. для дискретных составляющих ВЛЗР 2.5 Гц, 4.5 Гц, 10 Гц. Можно отметить, что на предельно низкой частоте инфразвукового диапазона 2.5 Гц звуковое поле в волноводе представлено одной неоднородной волной, амплитуда которой экспоненциально быстро убывает с глубиной. Такой волной может быть только обобщённая волна Шолте, локализованная на горизонте источника, для которой этот горизонт является горизонтом трансформации расходящейся волны в сходящуюся волну отдачи. С повышением частоты увеличивается роль пограничной волны Рэля–Шолте, локализованной на границе раздела вода–морское дно, которая является регулярной расходящейся волной во всей области определения. Эта тенденция хорошо подтверждается эпюрами вертикального распределения модуля вектора интенсивности на частотах 4.5 Гц и 10 Гц. Двухмодовый характер звукового поля на средней глубине волновода, соответствующей горизонту позиционирования приёмного модуля ПМ-2, поясняется рис. 11. На рис. 11, а представлены проходные характеристики в каналах КП для сум-

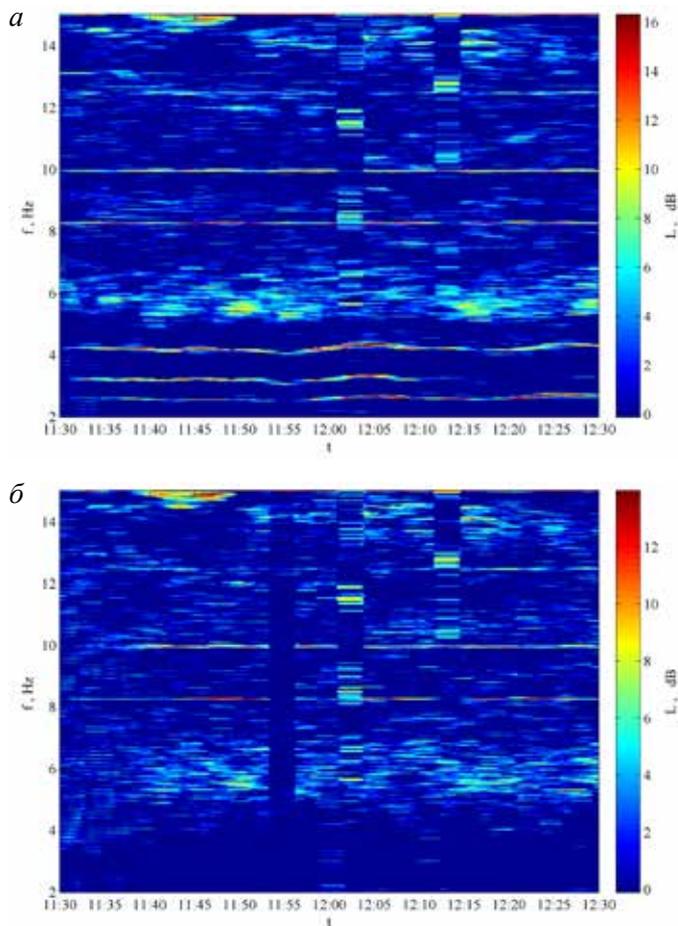


Рис. 7. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) в канале звукового давления: а – ПМ-1, б – ПМ-3, трасса №1

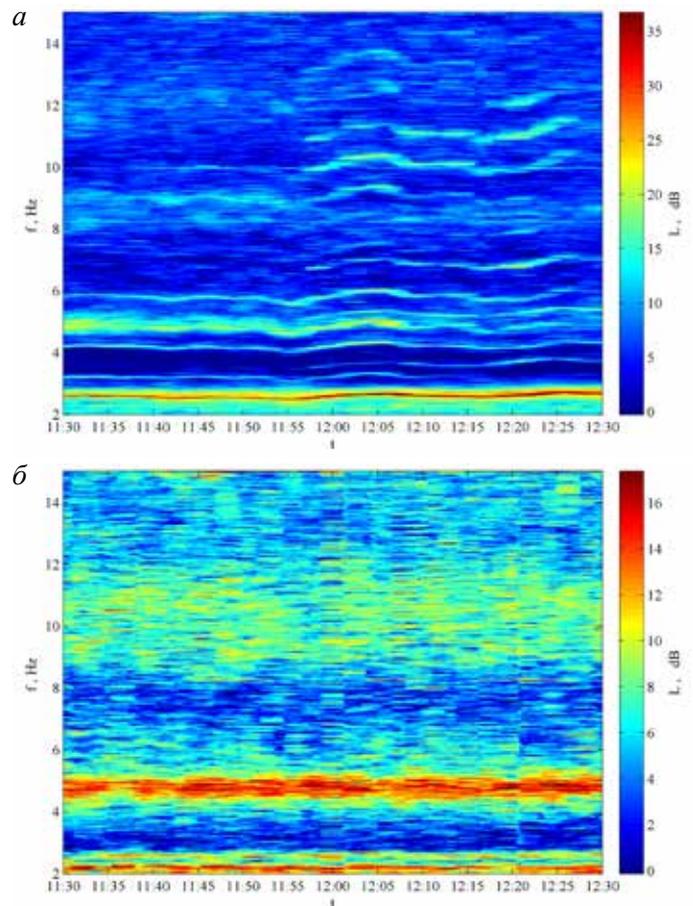


Рис. 8. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) на выходе БОС: а – ПМ-1, б – ПМ-3, трасса №1

марного процесса (S+N) (красный цвет) и помехи (N) (синий цвет) в полосе частот 4–5 Гц. Верхняя строчка относится к каналу звукового давления, следующие строчки относятся к компонентам I_x, I_y, I_z , причём уровень векторных величин в положительно определённых дБ откладывается в сторону положительных значений, если соответствующая компонента вектора интенсивности является положительной величиной, и в сторону отрицательных значений, если соответствующая компонента вектора интенсивности является отрицательной величиной. На рисунке приведены также средние по трассе значения отношения (S/N) в каждом канале. Можно отметить наличие знакопеременных (вихревых) структур в векторных каналах КП, горизонтальных и вертикальном, которые свидетельствуют о том, что звуковое поле сформировано двумя модами, связанными интерференционным взаимодействием. На рис. 11, б поясняются проходные характеристики в каналах КП для отношения (S+N)/N. Экстремально высокие значения этого отношения соответствуют процессам компенсации потоков мощности в поле помехи. Экстремально низкие значения этого отношения соответствуют процессам

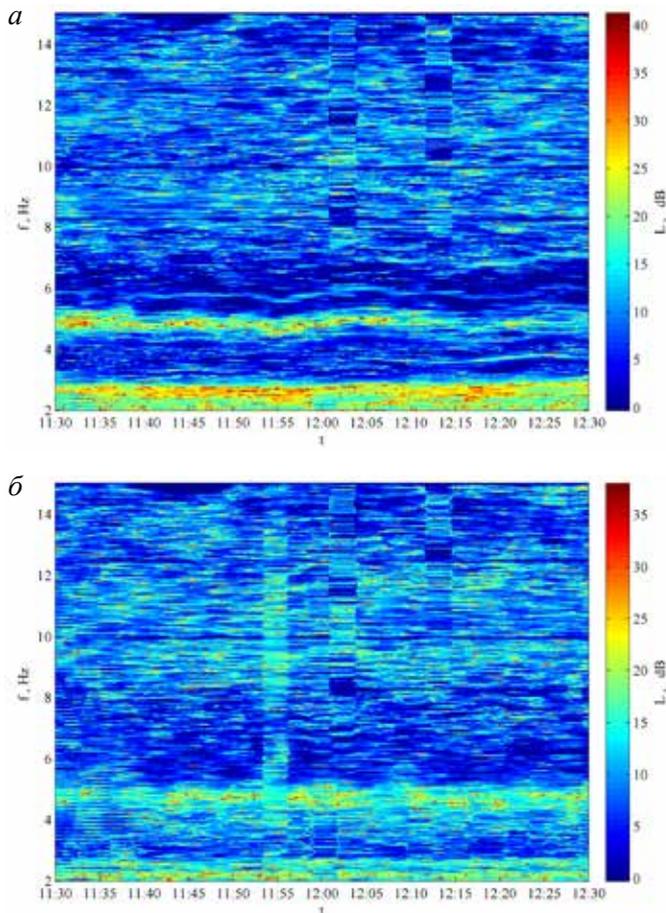


Рис. 9. Сонограммы для оценки помехоустойчивости КП: а – ПМ-1, б – ПМ-3

компенсации потоков мощности в суммарном поле (S+N). Сам процесс компенсации в векторном поле суммарного процесса (S+N) впервые отмечен в работе [19]. Проходные характеристики в той же полосе частот для приёмного модуля ПМ-3 поясняются рис. 12. Отсутствие знакопеременных (вихревых) структур в векторных каналах КП для суммарного поля (S+N) говорит о том, что на этом горизонте звуковое поле формируется в основном одной волной, которой может быть только регулярная волна Рэлея–Шолте. По совокупности полученных экспериментальных оценок вертикальной структуры вектора интенсивности можно сделать вывод о том, что она хорошо соответствует модельным расчётам поля вектора интенсивности, представленным на рис. 1, причём рабочая частота 4.5 Гц примерно соответствует значению частотного параметра $k_1 h = 1$, принятому в модельных расчётах. По результатам анализа вертикальной структуры неоднородных волн, формирующей звуковое поле, можно вычислить эффективную групповую скорость как скорость переноса энергии в звуковом поле, по формуле

$$\left(\frac{c_{эфф}}{c_1}\right)^2 = \left[1 + \left(\frac{\alpha}{k_1}\right)^2\right]^{-1} = \left[1 + \left(\frac{\alpha\lambda_1}{2\pi}\right)^2\right]^{-1}, \quad (2)$$

где $c_{эфф}$, c_1 – эффективная групповая скорость неоднородной волны и скорость звука в водной среде соответственно, α – вертикальное волновое число,

Таблица 1. Пространственно-частотная зависимость модуля вектора интенсивности, дБ

| | $f = 2,5 \text{ Гц}$ | | | | $f = 4,5 \text{ Гц}$ | | | | $f = 10 \text{ Гц}$ | | | |
|------|----------------------|-------|-------|-------|----------------------|-------|-------|-------|---------------------|-------|-------|-------|
| | I_x | I_y | I_x | $ I $ | I_x | I_y | I_x | $ I $ | I_x | I_y | I_x | $ I $ |
| ПМ-1 | 25 | 25 | 26 | 28 | 16 | 14 | 9,5 | 17 | 14 | 14 | 13 | 15,5 |
| ПМ-2 | 8,1 | 9,7 | 12 | 14 | 10 | 12 | 10 | 13 | 14 | 11 | 13 | 14,5 |
| ПМ-3 | 7,8 | 5,1 | 6,9 | 9 | 17 | 20 | 14 | 20 | 15 | 11 | 14 | 16,5 |

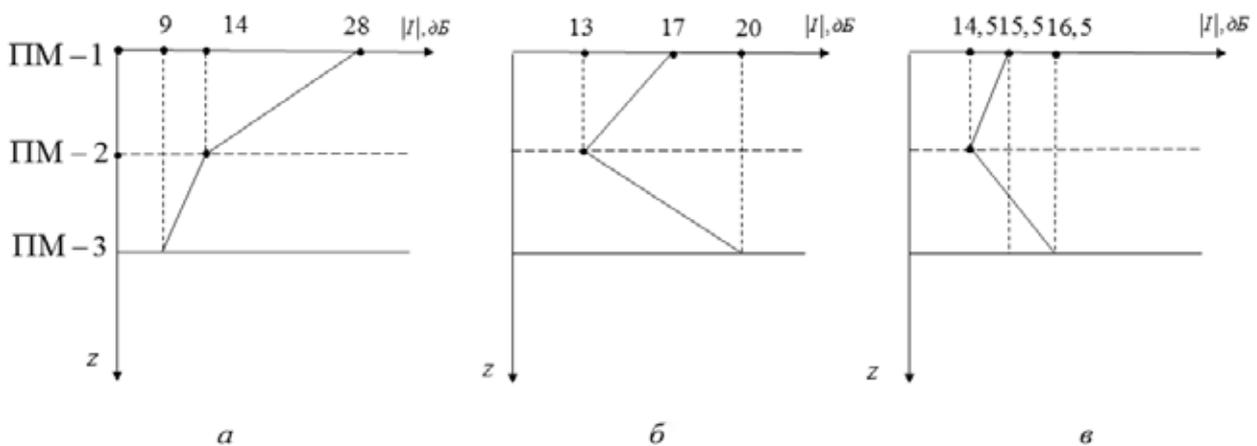


Рис. 10. Эпюры вертикального распределения модуля вектора интенсивности: а – $f = 2.5 \text{ Гц}$, б – $f = 4.5 \text{ Гц}$, в – $f = 10 \text{ Гц}$

λ_1 – длина волны в водной среде на соответствующей частоте рассмотренного диапазона частот. Результаты оценки групповой скорости и её пространственно-частотной зависимости сведены в табл. 2. Полученные в этом эксперименте результаты оценки эффективной групповой скорости хорошо соответствуют ранее полученным результатам, приведённым в работе [11]. Как отмечалось в этой работе, низкие оценки эффективной групповой скорости на предельно малых частотах эксперимента объясняются, с одной стороны, реактивным характером звукового поля в ближней зоне источника, а с другой стороны, влиянием сдвиговой упругости донного полупространства, формирующей низкоскоростные неоднородные волны типа Рэля–Шолте в волноводе, регулярную и обобщённую. С повышением частоты дополни-

тельный вклад в суммарное звуковое поле вносят обобщённые волны модельного волновода Пекериса, групповая скорость которых близка к скорости c_0 неоднородных волн, предсказанных обобщённой теорией.

Особый интерес представляет аномально высокий (в сравнении с классическим описанием) уровень звукового поля на горизонте источника на предельно низких частотах, поскольку сам источник расположен вблизи свободной поверхности на глубине 1.5–2.0 м, которая существенно меньше длины волны. Некоторые особенности этой аномалии рассмотрены в работе [10]. Для уточнения структуры звукового поля в этом диапазоне частот была выполнена обработка сигналов на трассе № 2 в расширенном в сторону низких частот диапазоне 1.0–6.0 Гц. Результаты обработки представлены сонограммами на рис. 13 на выходе канала звукового давления и сонограммами на рис. 14 на выходе БОС для приёмных модулей ПМ-1 и ПМ-3. Результаты обработки сигналов на трассе № 2 хорошо подтверждают повышенную помехоустойчивость КП и локализацию максимума уровня звукового поля на горизонте источника. Вклад отдельных информативных параметров в потенциальную помехоустойчивость КП поясняется табл. 3, в которой представлены максимальные на трассе №2 оценки отношения (S/N) для каждого информативного параметра на частоте 2.7ГГц, зарегистрированные приёмным модулем ПМ-1. В таблице приняты обозначения: $A_1 = p^2$, $A_2 = I_x^2$, $A_3 = I_y^2$, $A_4 = I_z^2$, $A_5 = I_{2x}^2$, $A_6 = I_{2y}^2$, $A_7 = I_{2z}^2$, $A_8 = \text{rot}_x I$, $A_9 = \text{rot}_y I$, $A_{10} = \text{rot}_z I$, $A_{11} = g_{1x}^2$, $A_{12} = g_{1y}^2$, $A_{13} = g_{1z}^2$, $A_{14} = g_{2x}^2$, $A_{15} = g_{2y}^2$, $A_{16} = g_{2z}^2$, где $I = I_1 + iI_2$ – комплексный вектор интенсивности, $g = g_1 + ig_2$ – комплексный вектор градиента давления. Данные таблицы подтверждают существенную роль вихревого вектора – ротора вектора интенсивности и потенциального вектора градиента давления в увеличении помехоустойчивости КП на столь низких частотах. Кроме того, сравнительный

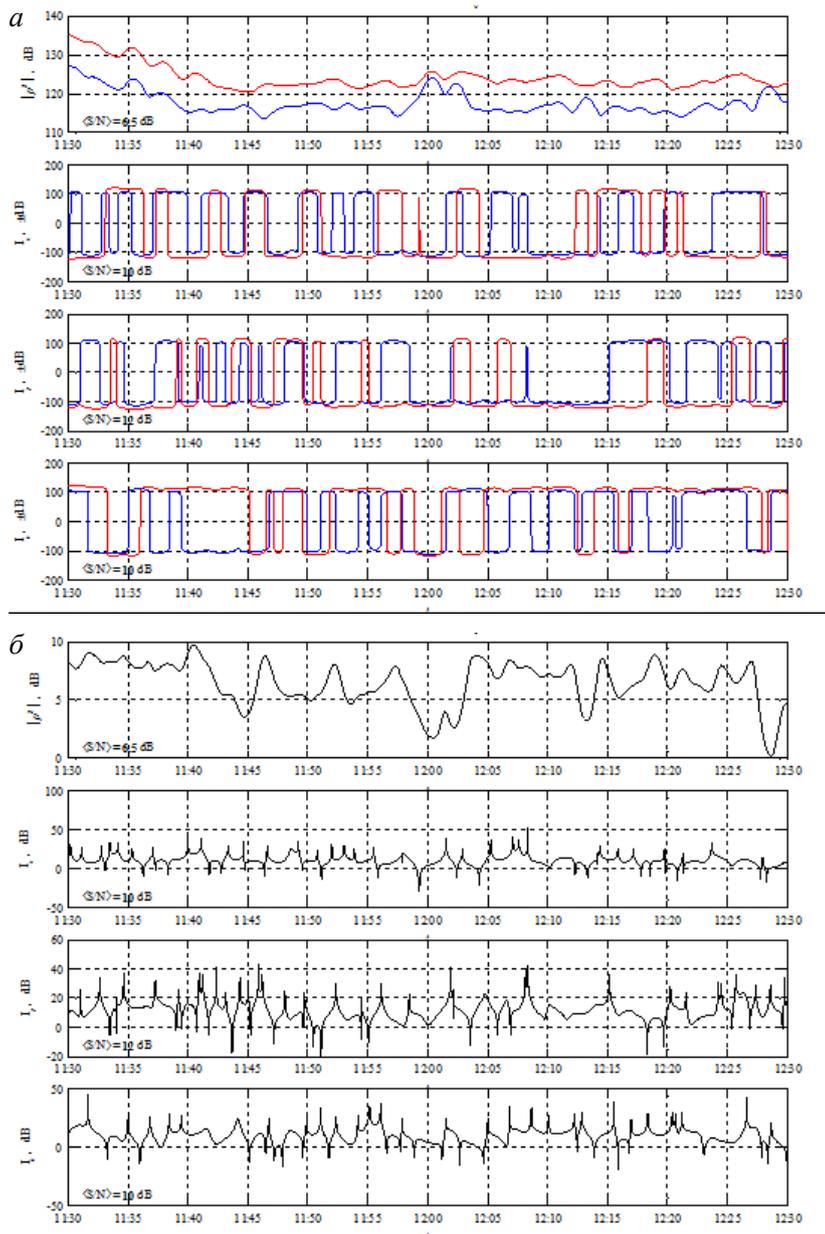


Рис. 11. Проходные характеристики в каналах ПМ-2: а – для суммарного процесса (S+N) (красный цвет) и помехи (N) (синий цвет), б – для отношения (S+N)/N в полосе 4–5 Гц, $|p|$, дБ – первая строчка, I_x , дБ – вторая строчка, I_y , дБ – третья строчка, I_z , дБ – четвёртая строчка

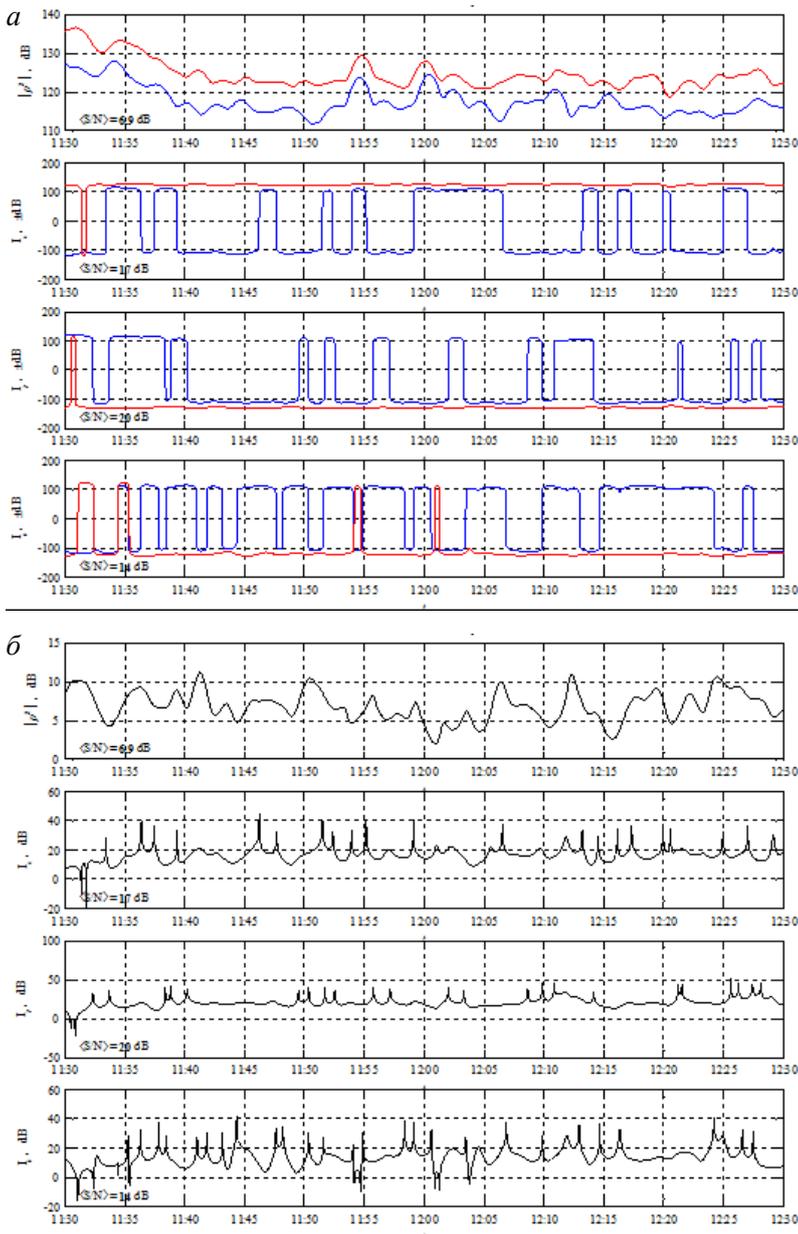


Рис.12. Проходные характеристики в каналах ПМ-3: а – для суммарного процесса (S+N) (красный цвет) и помехи (N) (синий цвет), б – для отношения (S+N)/N в полосе 4-5Гц, $|p|$, дБ – первая строчка, I_x , дБ – вторая строчка, I_y , дБ – третья строчка, I_z , дБ – четвёртая строчка

анализ сонограмм на рис. 14, а и рис 14, б свидетельствует о том, что с увеличением горизонта приёма с 18 до 38 м частота максимума спектральной плотности потока мощности уменьшается с 2.7 Гц до 1.5 Гц. Это означает, что инвариант простран-

ственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в определении работы [20], образованной парой волн типа Рэля–Шолте, является отрицательным. Как отмечено в этой работе, изменение глубины приёмника оказывает большее влияние на инвариантную структуру звукового поля, нежели изменение дистанции, что и подтверждается рис. 14. Отрицательное значение инварианта характерно либо для волн, локализованных в звуковых каналах, либо для неоднородных волн типа Рэля–Шолте [10]. Эта ситуация полностью соответствует условиям эксперимента (наличием придонного звукового канала) и подтверждает правильность идентификации нормальных волн, формирующих звуковое поле в этом диапазоне частот.

Заключение

Выполнено экспериментальное исследование скалярно-векторной структуры звукового поля, создаваемого дискретными составляющими ВЛЗР катамарана в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот. Использование в эксперименте вертикально ориентированной антенны, оснащённой комбинированными приёмниками, позволило идентифицировать неоднородные нормальные волны, формирующие звуковое поле на частотах, меньших первой критической частоты модельного волновода Пекериса. Результаты эксперимента подтверждают ранее сделанный вывод о том, что на предельно низких частотах звуковое поле формируется обобщённой волной Шолте, локализованной на горизонте источника. С повышением частоты возрастает роль регулярной волны Рэля–Шолте, локализованной на границе раздела вода–морское дно. Обе волны остаются пространствен-

Таблица 2. Пространственно-частотная зависимость эффективной групповой скорости

| Δz , м | $f = 2,5$ Гц | | | $f = 4,5$ Гц | | | $f = 10$ Гц | | |
|----------------|-------------------|-----------------|----------------|-------------------|-----------------|----------------|-------------------|-----------------|----------------|
| | α_1 , дБ/м | λ_1 , м | $c_{эф}$, м/с | α_1 , дБ/м | λ_1 , м | $c_{эф}$, м/с | α_1 , дБ/м | λ_1 , м | $c_{эф}$, м/с |
| 18–28 | 0,7 | 600 | 220 | 0,2 | 334 | 950 | 0,05 | 150 | 1490 |
| 28–38 | 0,25 | 600 | 520 | 0,35 | 334 | 640 | 0,1 | 150 | 1470 |

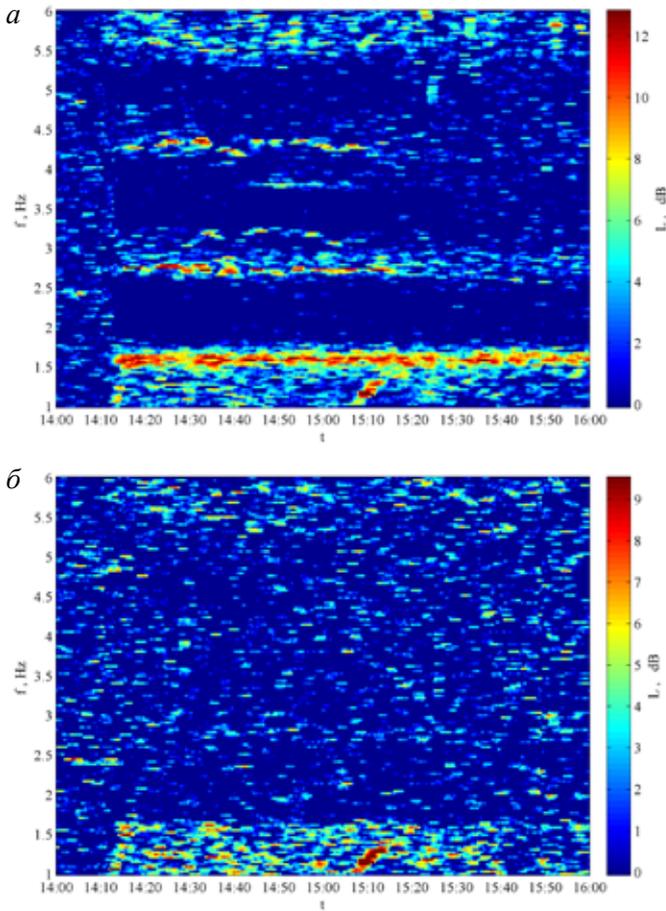


Рис. 13. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) в канале звукового давления:
а – ПМ-1, б – ПМ-3, трасса №2

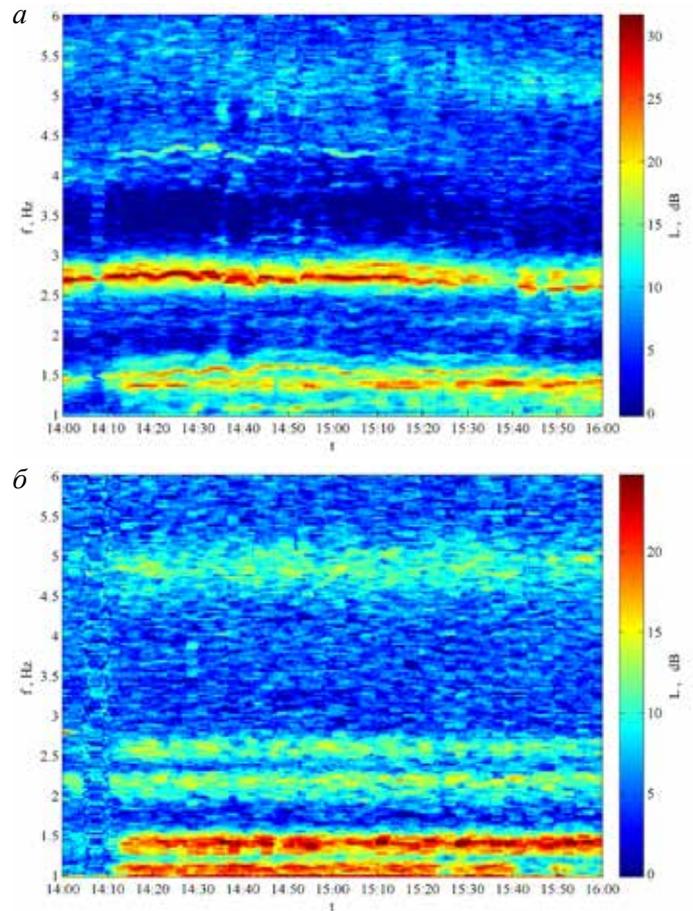


Рис. 14. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) на выходе БОС:
а – ПМ-1, б – ПМ-3, трасса №2

Таблица 3. Отношение $(S/N)_{\max}$ для каждого информативного параметра на трассе №2

| | A_1 | A_2 | A_3 | A_4 | A_5 | A_6 | A_7 | A_8 | A_9 | A_{10} | A_{11} | A_{12} | A_{13} | A_{14} | A_{15} | A_{16} |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\left(\frac{S}{N}\right)_{\max}, \text{дБ}$ | 12 | 17 | 17 | 16 | 22 | 19 | 20 | 23 | 25 | 25 | 31 | 27 | 28 | 32 | 27 | 28 |

но разделёнными в вертикальной структуре звукового поля, образуя в срединной части волновода интерференционные структуры, хорошо соответствующие модельному описанию в рамках обобщённого решения ГЗ для модельного волновода жидкий слой–твёрдое полупространство. Определена эффективная групповая скорость и её пространственно-частотная зависимость, а также инвариантная структура в поле неоднородных волн, подтверждающие в совокупности правильность идентификации нормальных волн, формирующих звуковое поле в этом диапазоне частот. При дальнейшем повышении частоты возрастает роль обобщённых нормальных волн модельного волновода Пекериса, которые также надёжно идентифицируются по возросшей эффективной групповой скорости. Пространственная структура звукового

поля на этих частотах также соответствует модельному описанию. Отмечено, что предложенные алгоритмы обработки сигналов по полному набору информативных параметров, характеризующих скалярно-векторную структуру звукового поля, позволяют существенно повысить помехоустойчивость КП и точность оценки пространственно-частотной структуры звукового поля на предельно низких частотах инфразвукового диапазона, наиболее интересных в практических приложениях. Повышенная помехоустойчивость приёмной системы особенно важна, когда эксперимент выполняется в присутствии шумов ближнего судоходства, т.е. в реальных условиях морского эксперимента.

Работа выполнена в рамках государственной темы ИПМТ ДВО РАН: «Исследование и разработка прин-

ципов создания многофункциональных робототехнических комплексов для изучения и освоения Мирового океана» (Рег. номер 121030400088-1).

Благодарности. Авторы статьи приносят благодарность сотрудникам лаборатории № 33 ИПМТ ДВО РАН, ведущим инженерам Хворостову Ю.А., Нургалиеву Р.Ф., Кузьмину А.В., Ларионову Ю.Г., с.н.с. Злобину Д.В., с.н.с. Косареву Г.В., принимавшим участие в проведении экспериментов и обработке экспериментальных результатов.

Об авторах

КАСАТКИН Борис Анатольевич, д.ф.-м.н., Г.Н.С., профессор
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий 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., ученый секретарь
ИПМТ ДВО РАН

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий ДВО РАН

Адрес: 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а

E-mail: zlobina@marine.febras.ru

Область научных интересов: Акустика слоистых сред, обработка сигналов

ORCID: 0000-0003-3314-2163

КАСАТКИН Сергей Борисович, кандидат физико-математических наук, зав. лабораторией

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий Дальневосточного отделения Российской академии наук

Адрес: 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

ЛИТЕРАТУРА

1. Pekeris C.L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water // *Geol. Soc. Am. Mem.* 1948. No. 27. P. 48–156.
2. Бреховских Л.М. О поле точечного излучателя в слоисто-неоднородной среде // *Изв. АН СССР. Серия физич.* 1949. Т. 13, № 5. С. 505–545.
3. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
4. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 280 с.
6. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. С. 278–290.
7. Акустика океана / под. ред. Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1974. 692 с.
8. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Т.1 Основы теории отражения и распространения звука. М.: Наука, 2007. 442 с.
9. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Т.2. Звуковые поля в слоистых и трёхмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 428 с.
10. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б., Злобин Д.В., Косарев Г.В. Акустика мелкого моря в скалярно-векторном описании. Теория и эксперимент. Владивосток, 2019. 360 с.
11. 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.
12. Padilla F., de Billy M., Quentin G. Theoretical and experimental studies of surface waves on solid-fluid interfaces when the value of the fluid sound velocity is located between the shear and the longitudinal ones in the solid // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. Vol. 106(2). P. 666–673.
13. Ansell J.H. The roots of the Stoneley wave equation for liquid-solid interfaces. *Pure Appl. Geophys.* 1972. Vol. 194. P. 172–188.
14. Журавлёв В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявления в акустических измерениях // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35, № 2. С. 260–265.
15. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 256 с.
16. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 406 с.
17. Gao Tain-Fu - Shang E.C. Effect of the branch-cut on the transformation between the modes and rays // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. Vol. 73, no. 5. P. 1551–1555.
18. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. С. 168–237.
19. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С., Иванов Е.Н. Признаки, определяющие компенсацию встречных потоков энергии в акустических полях океана // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56, № 26. С. 835–843.
20. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.

Для цитирования:

Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ // *Подводные исследования и робототехника*. 2022. № 1 (39). С. 58–71. DOI: 10.37102/1992-4429_2022_39_01_06.