

# ВТОРИЧНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ГИДРОАКУСТИКЕ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Н.В. Злобина, С.Б. Касаткин

При решении граничных задач для открытых систем типа слоистых волноводов, нагруженных на полупространство, физически и математически корректной оказывается несамосопряжённая модельная постановка, учитывающая энергообмен между волноводом и полупространством. В этой модельной постановке решение граничной задачи, обладающее свойством полноты, описывается собственными функциями двух сопряжённых операторов, какими являются расходящиеся волны и сходящиеся волны отдачи, с возможной их взаимной трансформацией на горизонтах полного внутреннего отражения. Новые свойства обобщённого решения, построенного в несамосопряжённой модельной постановке, проявляются в наибольшей степени в инфразвуковом диапазоне частот при использовании скалярно-векторного описания звукового поля. В этом диапазоне частот мелкомасштабная вихревая составляющая вектора интенсивности становится доминирующей в суммарном звуковом поле, модулируя потенциальную составляющую вектора интенсивности, выделяемую методами первичного спектрального анализа. В настоящей работе анализируется возможность выделения модуляционной составляющей методами вторичного спектрального анализа для повышения помехоустойчивости приёмных систем на основе комбинированных приёмников.

**Ключевые слова:** несамосопряжённая модельная постановка, комбинационные волны, обобщенные (гибридные) волны, продольные резонансы, поперечные резонансы, обобщенная волна Брюстера, комбинированный приемник.

## Введение

При рассмотрении граничных задач любой сложности неизменным является физический смысл деления операторов на самосопряжённые и несамосопряжённые. Одну и ту же граничную задачу можно решать в различных классах функций, используя разные модельные постановки и различные операторы, им соответствующие, что можно рассмотреть на примере граничной задачи для волновода Пекериса [1–6].

С точки зрения математики различие самосопряжённых и несамосопряжённых операторов заключается в том, что спектр собственных значений самосопряжённого оператора является вещественным ( $\text{Im } \mu_n = 0$ ,  $\mu_n$  – собственные значения оператора), тогда как спектр собственных значений несамосопряжённого оператора является комплексным, а следовательно, комплексно-сопряжённым ( $\mu_n, \mu_n^*$ ). В случае, если оператор описывает волновые процессы, например в волноводе, то собственные значе-

ния оператора связаны с собственными значениями горизонтального волнового числа нормальных волн соотношением ( $\mu_n = \xi_n^2$ ). Это означает, что двум комплексно-сопряжённым собственным значениям оператора соответствуют четыре собственных значения для волновых чисел, которые группируются в пары чисел  $(\xi, -\xi^*)$ ,  $(\xi^*, -\xi)$ . В каждой паре чисел мнимая часть волнового числа выбирается такой, чтобы соответствующие ей нормальные волны удовлетворяли условию погашаемости на бесконечности. В этом случае вещественные части волновых чисел будут соответствовать встречным волнам, расходящейся (или прямой) волне и сходящейся (или обратной) волне отдачи. Комплексные собственные значения оператора образуют счётное множество чисел, тогда как вещественные собственные значения образуют конечное подмножество.

Учитывая важность обобщённого решения, полученного в несамосопряжённой модельной постановке, в прикладной гидроакустике, сформулируем основные его положения.

1. Полнота обобщённого решения граничной задачи обеспечивается совместным участием собственных функций двух сопряжённых операторов с возможной их взаимной трансформацией на горизонтах трансформации, подлежащих определению.

2. Единицей волнового движения в обобщённом решении граничной задачи Пекериса являются комбинационные волны (КВ), содержащие регулярную и обобщённую составляющие. Для комбинационных волн с вещественными горизонтальными волновыми числами регулярная составляющая продолжается в полупространство неоднородной волной, амплитуда которой экспоненциально убывает в полупространстве. Обобщённая составляющая продолжается в полупространство неоднородной волной, амплитуда которой экспоненциально растёт в полупространстве до горизонта трансформации. Ниже горизонта трансформации, играющего роль горизонта полного внутреннего отражения, обобщённая волна продолжается неоднородной сходящейся волной отдачи, амплитуда которой экспоненциально убывает. Таким образом, обобщённые нормальные волны всегда являются гибридными волнами. Для комбинационных волн с комплексными горизонтальными волновыми числами регулярная составляющая преломляется в полупространство под положительным углом преломления, а обобщённая составляющая преломляется под отрицательным углом преломления с последующим зеркальным отражением от оси симметрии как от жёсткой границы. В результате двойного лучепреломления формируется коридор вытекания, играющий роль волновода в полупространстве, в котором поток мощности (с цилиндрической расходимостью) отличен от нуля. Границы этого коридора играют роль горизонтов трансформации, а вне коридора вытекания формируется поле стоячих волн, в котором генерируются мелкомасштабные знакопеременные вихревые структуры с периодом  $\lambda/2$  ( $\lambda$  – длина волны).

3. Обобщённое решение граничной задачи Пекериса допускает активацию комплексного углового спектра модельного точечного источника [6]. При его активации генерируется неоднородная обобщённая волна Брюстера, или нулевая мода, локализованная на горизонте источника, соответствующая корню характеристического уравнения для границы раздела двух жидких полупространств.

4. Трансформация комбинационных волн с комплексными горизонтальными волновыми числами в комбинационные волны с вещественными горизонтальными волновыми числами происходит на частотах продольного резонанса, которые являются

кратными корнями дисперсионного уравнения для волновода Пекериса. На частотах продольного резонанса генерируются две обобщённые волны. Одна из них является расходящейся волной с положительно определёнными фазовой и групповой скоростью. Другая является сходящейся волной отдачи с положительно определённой групповой скоростью. Амплитуда звукового давления на частоте продольного резонанса имеет корневую особенность и аномальную зависимость от расстояния  $r$  (в идеальном резонаторе без потерь)  $p(\omega) = O[(\delta\omega)^{-1/2}]$ ,  $\delta\omega = |\omega - \omega_p|$ ,  $p(r) = O(r^{1/2})$ ,  $\omega_p$  – частота продольного резонанса [6].

5. Трансформация сходящейся волны отдачи в регулярную нормальную волну происходит на частотах поперечного резонанса (антирезонанса), соответствующих критическому углу падения. Амплитуда трансформирующихся волн на частоте антирезонанса равна нулю, что обеспечивает непрерывность модельного решения на частотах поперечного резонанса.

#### ■ Особенности обобщённого решения граничной задачи Пекериса в инфразвуковом диапазоне частот

На низких частотах нормальные волны комплексного спектра вносят значительный вклад в уровень звукового поля. Вытекающие волны комплексного спектра были включены в суммарное решение граничной задачи в основополагающей работе Пекериса [1]. Однако это решение оказалось некорректным при описании звукового поля в полупространстве, где амплитуда вытекающих волн экспоненциально растёт с глубиной. Несамосопряжённая модельная постановка граничной задачи позволяет получить корректное решение во всей области определения решения, но с использованием собственных функций двух сопряжённых операторов с волновыми числами  $(\xi, -\xi^*)$ , формирующих вытекающие комбинационные волны, и механизма их взаимной трансформации. Структура вытекающей комбинационной волны описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \varphi_n(r, z) &= \varphi_0 \\ &= a_n \frac{\varphi_n(z_0)\varphi_n(z)}{E_n} H_0^{(2)}(\xi_n r) + b_n \frac{\varphi_n^*(z_0)\varphi_n^*(z)}{E_n^*} H_0^{(2)}(-\xi_n^* r), \\ \varphi_0 &= \frac{2\pi}{h}, E_n = 1 - \frac{\sin(2k_{31,n}h)}{2k_{31,n}h} - i\rho_{12} \frac{\sin^2(k_{31,n}h)}{k_{32,n}h}, \\ k_{31} &= \sqrt{k_1^2 - \xi^2}, k_{32} = \sqrt{k_2^2 - \xi^2}, a_n + b_n = 1. \end{aligned}$$

В принятых обозначениях  $\rho_1, c_1, \rho_2, c_2$  – плотность и скорость звука в волноводе и полупространстве соответственно,  $\rho_{12} = \rho_1 / \rho_2, k_1 = \omega / c_1, k_2 = \omega / c_2, \omega$  – круговая частота,  $h$  – глубина волновода,  $\xi$  – горизонтальное волновое число (комплексный спектральный параметр),  $r$  – горизонтальное расстояние,  $z$  – глубина,  $z_0$  – горизонт излучения.

В представлении  $E_n = I_n + Q_n$  весовые коэффициенты  $a_n$  и  $b_n$  можно определить формулами энергетического взвешивания [6]:

$$a_n = \frac{|I_n| + |Q_n|}{2|I_n|}, \quad b_n = \frac{|I_n| - |Q_n|}{2|I_n|}, \quad a_n - b_n = \left| \frac{Q_n}{I_n} \right|,$$

$$F_n(r, z) = \frac{\varphi_n(z_0)\varphi_n(z)}{E_n} H_0^{(2)}(\xi_n r),$$

$$\frac{\varphi_n(r, z)}{\varphi_0} = \text{Re}[F_n(r, z)] + i \frac{Q_n}{I_n} \text{Im}[F_n(r, z)]. \quad (1)$$

Формула для вытекающей комбинационной волны (1) является основной при вычислении всех остальных полевых величин:

$$\frac{p_n(r, z)}{p_0} = \frac{\varphi_n(r, z)}{\varphi_0}, \quad p_0 = i\omega\rho_1. \quad (2)$$

Если ввести обозначения

$$\frac{\varphi_n(z_0)\varphi_n(z)}{E_n} = A_n + iB_n, \quad H_0^{(2)}(\xi_n r) = C_{0n} + D_{0n},$$

можно представить (2) в следующем виде:

$$\left| \frac{p}{p_0} \right|^2 = (A_n C_{0n} - B_n D_{0n})^2 + \left( \frac{Q_n}{I_n} \right)^2 (B_n C_{0n} + A_n D_{0n})^2. \quad (3)$$

Аналогичным образом записываются выражения для компонент вектора колебательной скорости, радиальной:

$$\frac{v_{rn}(r, z)}{v_0} = \text{Re}[F_{rn}(r, z)] + i \frac{Q_n}{I_n} \text{Im}[F_{rn}(r, z)], \quad (4)$$

$$F_{rn}(r, z) = \frac{\varphi_n(z_0)\varphi_n(z)}{E_n} \frac{\xi_n}{k_1} H_1^{(2)}(\xi_n r), \quad v_0 = \varphi_0 k_1,$$

и нормальной:

$$\frac{v_{zn}(r, z)}{v_0} = \text{Re}[F_{zn}(r, z)] - i \frac{Q_n}{I_n} \text{Im}[F_{zn}(r, z)], \quad (5)$$

$$F_{zn}(r, z) = -\frac{\varphi_n(z_0)\varphi_n'(z)}{E_n} \frac{k_{31,n}}{k_1} H_0^{(2)}(\xi_n r),$$

$$\varphi_n'(z) = \cos(k_{31,n} z).$$

С учетом представлений (4) и (5) выражение для угловой компоненты ротора вектора интенсивности принимает вид:

$$\frac{H_{\psi n}(r, z)}{H_0} = v_{1z,n} v_{2r,n} - v_{2z,n} v_{1r,n}, \quad H_0 = \varphi_0^2 k_1^2, \quad (6)$$

$$\frac{v_{rn}(r, z)}{v_0} = v_{1r,n} + i v_{2r,n}, \quad \frac{v_{zn}(r, z)}{v_0} = v_{1z,n} + i v_{2z,n}.$$

Пространственная структура нормированной угловой компоненты ротора вектора интенсивности в окрестностях первой, второй и третьей частот продольного резонанса показана на рис. 1. Поле в окрестности первой критической частоты представлено одной вихревой дорожкой, ширина которой соответствует глубине волновода. С увеличением частоты продольного резонанса и соответственно номера моды растет число вихревых дорожек. Можно видеть, что горизонтально ориентированные вихревые дорожки сформированы вихрями с противоположным направлением вращения, а их амплитуда убывает экспоненциально быстро с увеличением расстояния.

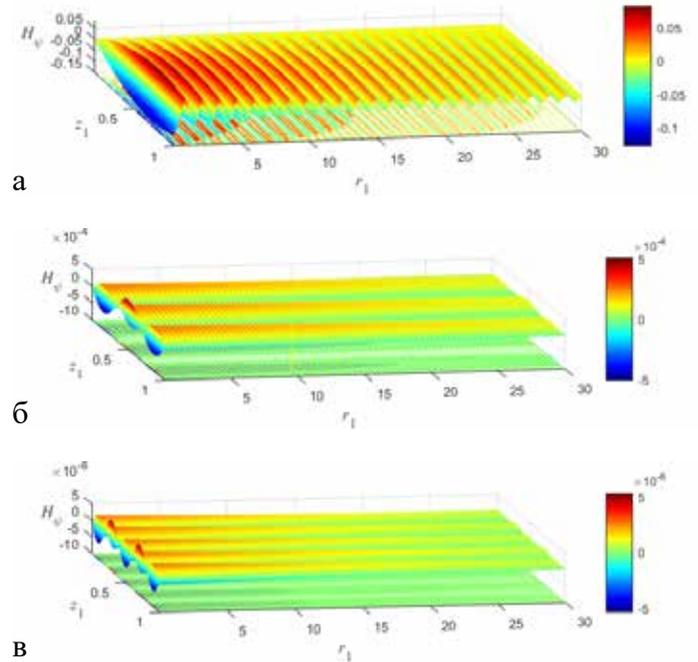


Рис. 1. Пространственная структура угловой компоненты  $H_{\psi n}(r, z)/H_0$  для первой (а), второй (б) и третьей (в) вытекающих КВ,  $k_1 h = 15, 19, z_{01} = 0, 5, m = 3$

На рис. 2, а, б поясняются в сравнительном плане пространственные структуры квадрата звукового давления и угловой компоненты вихря для третьей вытекающей комбинационной волны, полученные в соответствии с выражениями (3) и (6).

Можно отметить жёсткую связь узловых точек в пространственной структуре поля звукового дав-

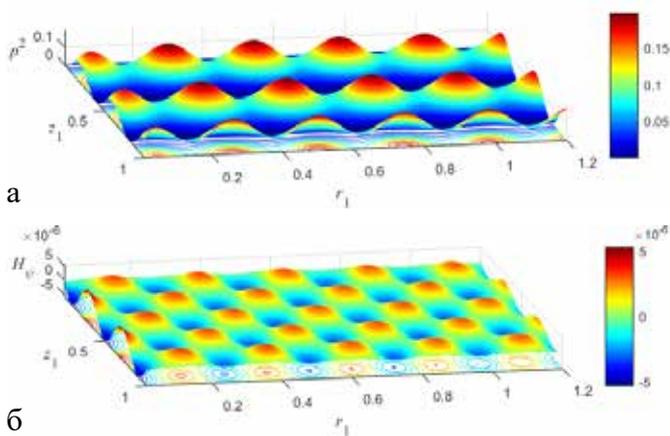


Рис. 2. Пространственная структура квадрата звукового давления  $(\rho/\rho_0)^2$  (а) и угловой компоненты  $H_{\psi n}(r, z)/H_0$  (б) для третьей вытекающей КВ,  $k_1 h = 15,1995$ ,  $z_{01} = 0,5$ ,  $m = 3$

ления и седловых точек в пространственной структуре угловой компоненты вихря, которые названы в работах [7–9] дислокациями фазового фронта. Узловые точки соответствуют нулям звукового давления. Седловые точки соответствуют нулям вещественной составляющей вектора интенсивности. Они лежат на пересечении прямых, соединяющих максимумы соседних вихрей одинакового знака.

В соответствии с определением работы [9] особые точки, или дислокации, – это точки, где амплитуда или градиент фазы поля обращаются в нуль. В то же время в работе [10] отмечается, что в области дислокации возникает обращение волнового фронта, образуя вихрь вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности), и, таким образом, дислокация фазового фронта и вихрь вектора акустической интенсивности взаимосвязаны. Дислокации фазового фронта характеризуются помимо перечисленных признаков также скачком фазы, что отмечено также в работе [10]. Однако в настоящей статье задача исследования фазового сдвига не рассматривалась.

Модельное описание физических отличий обобщённого решения от классического решения приведено в работе [6]. К ним относятся принципиальное различие модельных решений по набору нормальных волн дискретного спектра, принципиальное различие модельных решений при описании звукового поля вблизи границы раздела вода–морское дно, принципиальное различие модельных решений при описании звукового поля вблизи оси симметрии в донном полупространстве, принципиальное различие модельных решений при описании резонансных явлений в волноводе.

## ■ Вторичный спектральный анализ

На частотах, меньших частоты первого продольного резонанса, мелкомасштабная вихревая составляющая вектора интенсивности, отсутствующая в классическом решении, становится доминирующей в суммарном звуковом поле, модулируя потенциальную составляющую вектора интенсивности, сформированную волной Брюстера. Эту модуляционную составляющую можно выделить методом вторичного спектрального анализа огибающей потоков мощности, выделенных при первичном спектральном анализе. Некоторые примеры использования вторичного спектрального анализа приведены в работе [11] в диапазоне частот 53–163 Гц. С понижением частоты роль вихревой составляющей только усиливается. Рассмотрим эффективность алгоритмов вторичного спектрального анализа применительно к эксперименту, проводившемуся в заливе Петра Великого Японского моря [12].

Обработка акустических сигналов, принятых комбинированным приемником, включает в себя следующие этапы.

Спектральный анализ акустических сигналов в канале звукового давления и в векторных каналах в рабочем диапазоне частот.

Вычисление проходных характеристик для квадрата звукового давления и компонент вектора интенсивности для суммарного случайного процесса сигнал плюс помеха с использованием алгоритмов усреднения окном Хэмминга длительностью 50 с.

Вычисление проходных характеристик для квадрата звукового давления и компонент вектора интенсивности для помехи, выделенной из суммарного процесса в реальном масштабе времени с использованием алгоритмов усреднения окном Хэмминга длительностью 50 с.

Вычисление отношения сигнал/помеха в канале звукового давления и в векторных каналах.

В каналах комбинированного приемника измеряется звуковое давление и три компоненты вектора градиента давления отдельно для суммарного процесса сигнал плюс шум ( $S + N$ ) и отдельно для шума  $N$ . На основе этой первичной информации производится вычисление 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) выделяется информативный параметр с максимальным отношением  $S/N$  и по этому параметру вычисляются 3D-сонограммы для отношения  $S/N$  в координатах частота – вре-



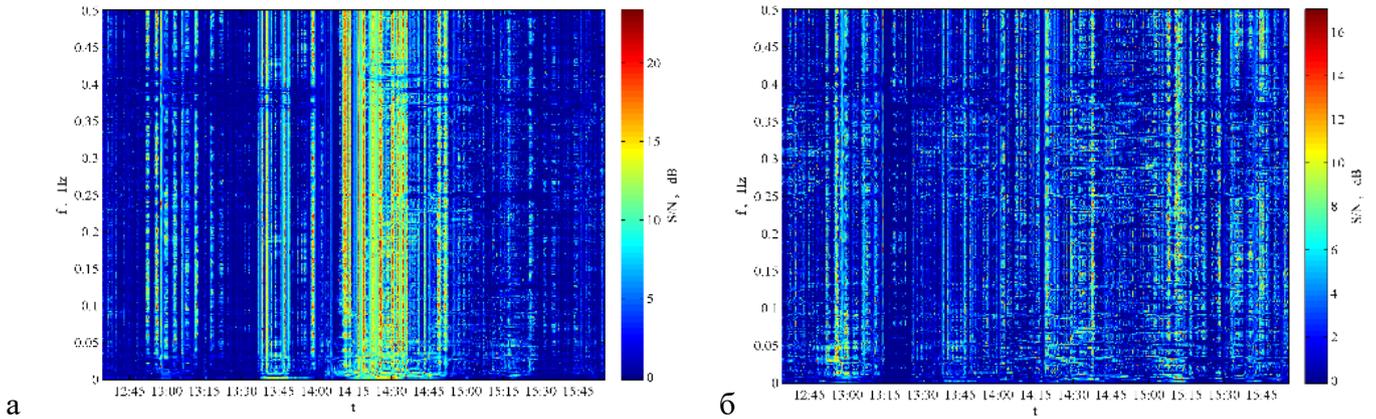


Рис. 5. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) в канале звукового давления ПМ-1 в полосе частот первичного спектра: а – 3,0–3,2 Гц; б – 9,0–9,5 Гц

(ШО) по дискретным составляющим ВЛЗР во всём диапазоне изменения расстояния.

На рис. 4 представлены проходные характеристики в каналах приёмника ПМ-1, вычисленные в окрестности дискретных составляющих ВЛЗР. Красный цвет соответствует суммарному полю «сигнал плюс помеха» (S+N), синий цвет соответствует помехе (N). Верхняя строчка соответствует каналу звукового давления  $A_1=|p|^2$ , следующие строчки относятся к векторным каналам  $A_8=\text{rot}_x I$ ,  $A_9=\text{rot}_y I$ ,  $A_{10}=\text{rot}_z I$ . Компоненты вектора, измеренные в логарифмическом масштабе, откладываются в сторону положительных значений по оси ординат, если сама компонента положительна, и в сторону отрицательных значений по оси ординат, если сама компонента отрицательна. Вихревые составляющие, модулирующие потоки мощности потенциальной составляющей вектора интенсивности, хорошо видны на рисунках.

На рис. 5 поясняются результаты вторичного спектрального анализа в канале звукового давления

приёмника ПМ-1 в полосе частот вторичного спектра 0,0–0,5 Гц. На рис. 6 поясняются результаты вторичного спектрального анализа для отношения (S/N) на выходе блока обработки сигналов (БОС) приёмного модуля ПМ-1 по всем 16 информативным параметрам в полосе частот вторичного спектра 0,0–0,5 Гц.

На рис. 7 отображаются сонограммы для оценки потенциальной помехоустойчивости комбинированного приёмника в определении работы [13], причём выигрыш в потенциальной помехоустойчивости комбинированного приёмника при использовании вторичного спектрального анализа составляет 25–30 дБ и растёт с понижением частоты.

Можно отметить, что первичная спектральная обработка сигналов позволяет обнаружить шумящий объект по дискретным составляющим ВЛЗР, тогда как вторичная спектральная обработка позволяет увеличить дальность обнаружения шумящего объекта в режиме поддержания акустического контакта и определения его координат.

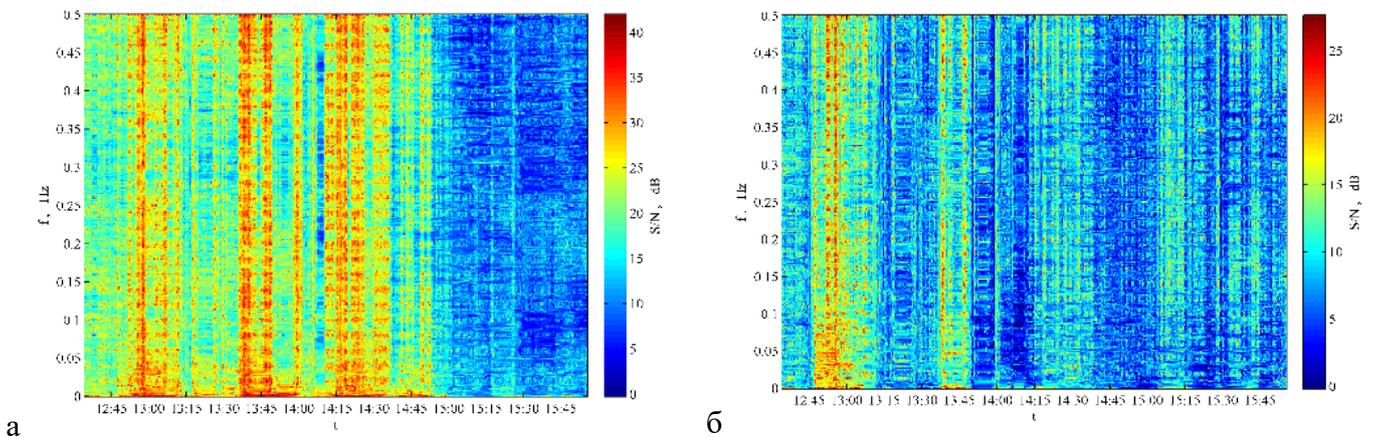


Рис. 6. Сонограммы звукового поля для отношения (S/N) на выходе БОС ПМ-1 в полосе частот первичного спектра: а – 3,0–3,2 Гц, б – 9,0–9,5 Гц

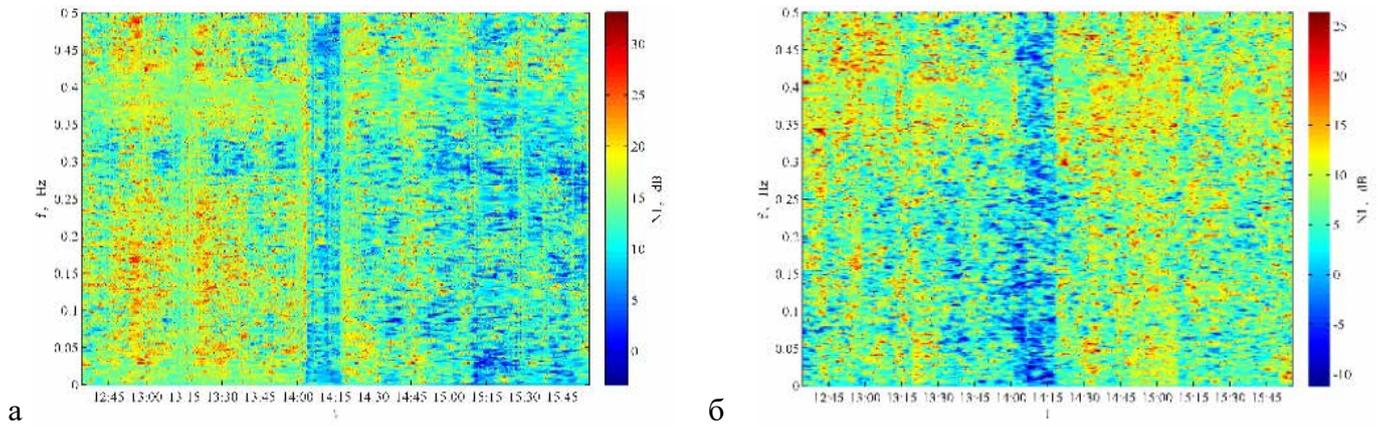


Рис. 7. Сонограммы для оценки потенциальной помехоустойчивости ПМ-1 в полосе частот первичного спектра: а – 3,0–3,2 Гц; б – 9,0–9,5 Гц

## Заключение

Выполнена сравнительная оценка классического решения граничной задачи Пекериса, полученного в классе аналитических функций в самосопряжённой модельной постановке, и обобщённого решения той же граничной задачи, построенного в классе обобщённых функций в несамосопряжённой модельной постановке. Сформулированы условия, при которых обобщённое решение, одновременно разрывное по давлению и нормальной компоненте вектора колебательной скорости на горизонтах трансформации, оказывается физически корректным и обладающим свойством полноты в математическом плане. Приведены модельные расчёты звуковых полей, поясняющие принципиальные различия сравниваемых модельных решений.

Приведены многочисленные экспериментальные данные, полученные в условиях мелкого моря и инфразвуковых частот с использованием комбинированных приёмников, подтверждающие предпочтительность обобщённого решения. Приведены при-

меры практического использования особенностей звукового поля в обобщённом описании для повышения помехоустойчивости комбинированного приёмника и решения проблемы обнаружения малозумных источников в инфразвуковом диапазоне частот.

Приведены примеры практического использования спектрального анализа на основе 16 энергетических параметров для повышения помехоустойчивости КП и решения проблемы обнаружения малозумных источников в инфразвуковом диапазоне частот в условиях мелкого моря. Численные оценки демонстрируют предпочтительность используемой технологии как в первичном, так и во вторичном спектральном анализе звуковых полей малозумных источников.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПМТ ДВО РАН по теме «Исследование и разработка принципов создания многофункциональных робототехнических комплексов для изучения и освоения Мирового океана», номер государственной регистрации 121030400088-1.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pekeris C.L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water // Geol. Soc. Am. Mem. 1948. No. 2. 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.: Наука, 1973. 343 с.
4. Завадский В.Ю., Крупин В.Д. Применение численных методов для расчета звуковых полей в волноводах // Акуст. журн. 1975. Т. 21, № 3. С. 484–485.
5. 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.
6. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Несамосопряженная модельная постановка граничных задач акустики. Теория и эксперимент. Владивосток: ИПМТ ДВО РАН, 2023. 604 с.
7. Nye J.F., Berry M.V. Dislocations in wave trains // Proc. of the Royal Society. A. 1974. P. 165–190.
8. Журавлёв В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 2. С. 260–265.
9. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 6. С. 781–788.

10. Щуров В.А., Ткаченко Е.С., Ляшков А.С., Щеглов С.Г. Описание физических эффектов акустического поля в волноводе мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2024. №3 (49). С. 4–11.
11. 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: ИПМТ ДВО РАН, 2019. 360 с.
12. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б., Косарев Г.В. Пространственно-частотная и пространственно-временная структура звукового поля в скалярно-векторном описании // Подводные исследования и робототехника. 2020. №3(33). С. 46–57.
13. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. С. 168–237.

## Справка об авторах

**ЗЛОБИНА Надежда Владимировна**, д.т.н., г. н. с.  
 Институт проблем морских технологий им. акад. М.Д. Агеева  
 ДВО РАН  
**Адрес:** 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а  
**Область научных интересов:** фундаментальная и прикладная гидроакустика  
**Тел.:** 7(423) 243-25-78  
**E-mail:** zlobina@marine.febras.ru  
**ORCID:** 0000-0003-3314-2163

**КАСАТКИН Сергей Борисович**, в. н. с., к. физ.-мат. н.  
 Институт проблем морских технологий им. акад. М.Д. Агеева  
 ДВО РАН  
**Адрес:** 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5а  
**Область научных интересов:** постановка морских экспериментов, спектральная обработка, эксплуатация глайдера в мелком море  
**Тел.:** 7(423) 243-25-78  
**E-mail:** bigcezar@mail.ru  
**ORCID:** 0000-0002-0945-8355

### Для цитирования:

Злобина Н.В., Касаткин С.Б. ВТОРИЧНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ГИДРОАКУСТИКЕ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ // Подводные исследования и робототехника. 2025. №. 1 (51). С. 75–83. DOI: 10.37102/1992-4429\_2025\_51\_01\_07. EDN: HOULJK.



# SECONDARY SPECTRAL ANALYSIS AND ITS APPLICATION IN HYDROACOUSTICS IN THE INFRASOUND FREQUENCY RANGE

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

The non-self-adjoint model formulation, taking into account the energy exchange between the waveguide and the half-space, is physically and mathematically correct when solving boundary value problems for open systems such as layered waveguides loaded onto the half-space. In this model formulation, the solution to the boundary value problem is described by the eigenfunctions of two adjoint operators, which are diverging waves and converging recoil waves, with their possible mutual transformation at the horizons of total internal reflection. New properties of the generalized solution constructed in the non-self-adjoint model formulation manifest themselves to the greatest extent in the infrasonic frequency range when using a scalar-vector description of the sound field. In this frequency range, the small-scale vortex component of the intensity vector becomes dominant in the total sound field, modulating the potential component of the intensity vector, isolated by the methods of primary spectral analysis. This paper analyzes the possibility of isolating the modulation component using secondary spectral analysis methods to improve the noise immunity of receiving systems based on combined receivers.

**Keywords:** non-self-adjoint model formulation, combination waves, generalized (hybrid) waves, longitudinal resonances, transverse resonances, generalized Brewster wave, combined receiver.

## References

1. Pekeris C.L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water // *Geol. Soc. Am. Mem.* 1948. No. 2. P. 48-156.
2. Brehovskih L.M. O pole tochechnogo izluchatelja v sloisto-neodnorodnoj srede // *Izv. AN SSSR. Serija fizich.* 1949. Vol. 13, No. 5. P. 505-545. [In Russ.]
3. Brehovskih L.M. *Volny v sloistyh sredah.* M.: Nauka, 1973. 343 p. [In Russ.]
4. Zavadskij V.Ju., Krupin V.D. Primenenie chislennyh metodov dlja rascheta zvukovyh polej v volnovodah // *Akust. zhurn.* 1975. Vol. 21, No. 3. P. 484-485. [In Russ.]
5. 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.
6. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Nesamosoprjazhennaja model'naja postanovka granichnyh zadach akustiki. Teorija i jeksperiment. Vladivostok: IPMT DVO RAN, 2023. 604 p. [In Russ.]
7. Nye J.F., Berry M.V. Dislocations in wave trains // *Proc. of the Royal Society. A.* 1974. P. 165-190.
8. Zhuravljov V.A., Kobozev I.K., Kravcov Ju.A. Dislokacii fazovogo fronta v okeanicheskom volnovode i ih projavlenie v akusticheskih izmerenijah // *Akust. zhurn.* 1989. Vol. 35, No. 2. P. 260-265. [In Russ.]
9. Eliseevnin V.A., Tuzhilkin Ju.I. Potok akusticheskoj moshhnosti v volnovode // *Akust. zhurn.* 2001. Vol. 47, No. 6. P. 781-788. [In Russ.]
10. Shhurov V.A., Tkachenko E.S., Ljashkov A.S., Shheglov S.G. Opisanie fizicheskikh jeffektov akusticheskogo polja v volnovode melkogo morja // *Podvodnye issledovanija i robototehnika.* 2024. No. 3 (49). P. 4-11. [In Russ.]
11. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B., Zlobin D.V., Kosarev G.V. Akustika melkogo morja v skaljarno-vektornom opisanii: teorija i jeksperiment. Vladivostok: IPMT DVO RAN, 2019. 360 p. [In Russ.]
12. Kasatkin B.A., Kasatkin S.B., Kosarev G.V. Prostranstvenno-chastotnaja i prostranstvenno-vremennaja struktura zvukovogo polja v skaljarno-vektornom opisanii // *Podvodnye issledovanija i robototehnika.* 2020. No. 3(33). P. 46-57. [In Russ.]
13. Gordienko V.A. *Vektorno-fazovye metody v akustike.* M.: Fizmatlit, 2007. P. 168-237. [In Russ.]

## About the authors

**ZLOBINA Nadezhda Vladimirovna**, Chief Researcher, Dr. Sc. M.D. Ageev Institute of Marine Technology Problems Far East Branch Russian Academy of Sciences  
**Address:** 5a, Sukhanov Str., Vladivostok, 690950  
**Research interests:** fundamental and applied hydroacoustics  
**Phone:** 7(423) 243-25-78  
**E-mail:** zlobina@marine.febras.ru  
**ORCID:** 0000-0003-3314-2163

**KASATKIN Sergey Borisivich**, Leading Researcher, Ph. D. M.D. Ageev Institute of Marine Technology Problems Far East Branch Russian Academy of Sciences  
**Address:** 5a, Sukhanov Str., Vladivostok, 690950  
**Research interests:** setting up marine experiments, spectral processing, glider operation in shallow waters  
**Phone:** 7(423) 243-25-78  
**E-mail:** bigcezar@mail.ru  
**ORCID:** 0000-0002-0945-8355