

УДК 534.23

ВИХРЕВОЙ ОСЦИЛЛЯТОР В ВОЛНОВОДЕ ПЕКЕРИСА

**Б.А. Касаткин, Н.В. Злобина,
С.Б. Касаткин, Д.В. Злобин,
Г.В. Косарев**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем морских технологий ДВО РАН¹

Обобщённая теория волновых процессов в слоистых средах прогнозирует генерацию мелкомасштабной вихревой составляющей (МВС) вектора интенсивности на горизонте источника, расположенного в волноводе Пекериса. Звуковое поле, соответствующее МВС, называется вихревым осциллятором. Вихревая составляющая, являясь составной частью медленной обобщённой волны, возбуждается комплексным угловым спектром модельного источника и поэтому отсутствует в классическом решении граничной задачи Пекериса, которое построено в классе аналитических функций на плоскости комплексного спектрального параметра с разрезом Ивинга–Жардецки–Пресс (EJP). Модельные расчеты показывают, что медленная обобщённая волна вносит заметный вклад в суммарное звуковое поле только на частотах, близких к первой критической. При дальнейшем увеличении частоты ее вклад в суммарное поле уменьшается и выделение вихревых структур на горизонте источника становится затруднительным. Верификация модельного описания мелкомасштабных вихревых структур проведена путём сравнения с экспериментальными данными, полученными ранее в условиях мелкого моря на низких частотах. Результаты теоретических оценок параметров вихревого осциллятора хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию векторных приёмников и комбинированных приёмников на их основе посвящено достаточно большое количество работ, среди которых назовём только наиболее известные монографии [1–4]. Теоретическое и экспериментальное исследования векторных звуковых полей с использованием комбинированных приёмников наиболее подробно отражены в монографиях [3, 5], как правило, для случая глубокого моря. При исследовании векторных звуковых полей в мелком море была обнаружена наиболее яркая их особенность, которая заключается в наличии вихревых структур в поле вектора интенсивности с горизонтальной ориентацией ротора вектора интенсивности [6, 7]. Как показал дальнейший анализ вихревых структур, выполненный в работах [7, 8], вихревые структу-

ры делятся на крупномасштабные и мелкомасштабные, с периодом $\lambda/2$, причём именно мелкомасштабная вихревая составляющая (МВС) вектора интенсивности имеет максимальную амплитуду, соизмеримую с амплитудой потенциальной составляющей вектора интенсивности.

По этой причине в суммарном поле вектора интенсивности возможны как компенсация, так и инверсия горизонтального потока мощности, когда горизонтальный поток мощности в локальном определении, представленный горизонтальной компонентой вектора интенсивности, меняя знак, будет направлен не от излучателя к приёмнику, а в обратном направлении [7]. Понятно, что такие локальные особенности поля вектора интенсивности не нарушают принцип причинности, а лишь подчёркивают особую роль мел-

комасштабных вихревых структур в суммарном поле вектора интенсивности, который по своей природе не является потенциальным вектором в нерегулярных, неоднородных звуковых полях.

Поскольку мелкомасштабные вихревые структуры с периодом $\lambda/2$ могут возникать только в поле встречных волн, образующих структуры типа стоячей волны, то их возникновение невозможно представить в рамках классической теории волновых процессов в слоистых средах [9], которая описывает суммарное звуковое поле в волноводе только системой расходящихся нормальных волн. Модельная постановка граничной задачи (граничной задачи Пекериса), в которой получено классическое решение [9], называется

¹ 690091, Владивосток, ул. Суханова, 5а.
Тел./факс: (423) 243-25-78. E-mail: kasatkas@marine.febras.ru.

самосопряжённой модельной постановкой. Несамосопряжённая модельная постановка используется в том случае, если звуковое поле описывается двумя независимыми типами волн, связанными эффектами трансформации. Такая ситуация имеет место при описании звуковых полей в твёрдых средах, в которых возможно существование продольных и поперечных звуковых волн. Хорошо известно, что граничная задача Пекериса, для которой получено классическое решение [9], сформулирована в рамках физической модели идеального жидкого слоистого волновода, звуковое поле в котором содержит только продольные волны. По этой причине классическое решение [9] традиционно считается единственно возможным при описании звуковых полей в жидких слоистых средах. Однако продольные волны также существуют в двух ипостасях: или в виде расходящихся, или в виде сходящихся волн отдачи, и только при их совместном вхождении в суммарное звуковое поле возможно формирование мелко-масштабных вихревых структур с периодом $\lambda/2$, наблюдаемых в экспериментальных работах [7, 8]. Ключевым моментом при переходе к несамосопряжённой модельной постановке граничной задачи Пекериса является допущение о возможной трансформации расходящихся волн в сходящиеся волны отдачи и наоборот.

По этой причине для объяснения особенностей генерации и распространения МВС в звуковом поле мелкого моря нами была предложена обобщённая теория волновых процессов в слоистых средах [10, 11], построенная в несамосопряжённой модельной постановке. В соответствии с этой теорией звуковое поле в слоистых средах формируется не только си-

стемой расходящихся нормальных волн, которые вносят основной вклад в суммарное поле, но и системой сходящихся волн отдачи, которые возникают в результате трансформации расходящихся волн в сходящиеся волны и наоборот. Такая трансформация происходит либо на горизонтах полного внутреннего отражения для нормальных волн, захваченных волноводом, либо в поле вытекающих нормальных волн комплексного спектра собственных значений, либо на горизонте источника, когда к описанию звукового поля привлекаются составляющие комплексного углового спектра модельного источника.

Последний случай наиболее интересен с точки зрения практического применения. По сути дела речь идёт не только об изменении модельной постановки классической граничной задачи Пекериса, которая с учётом возможных процессов трансформации становится несамосопряжённой, но и о расширенной трактовке самого модельного источника, которая подробно описана в работе [11]. В соответствии с этой трактовкой модельный источник приобретает двоякий смысл. С одной стороны, он задан скачком нормальной компоненты вектора колебательной скорости на самом источнике, и в этом смысле он, как и в классическом описании, является источником нулевого порядка и описывается в спектральном представлении вещественным угловым спектром. С другой стороны, он задан скачком волновой функции на горизонте источника, и в этом смысле он является источником первого порядка, т.е. дипольным источником с вертикальной ориентацией оси диполя, и для его описания в спектральной области необходимо использовать комплексный угловой спектр модельного источника,

который является неотъемлемой частью полного спектра. Такое обобщённое описание модельного источника лучше соответствует реальным источникам, которые формируют спектр шумоизлучения корпуса надводного судна или ПЛ за счёт вибрационных колебаний амортизаторов различного типа, которые по своей природе являются источниками дипольного типа. Принципиальная особенность обобщённого описания модельного источника заключается в том, что на самом горизонте источника обязательно возникает знакопеременная вертикальная компонента вектора интенсивности с периодом $\lambda/2$, амплитуда которой убывает по цилиндрическому закону.

Если модельный источник помещен в свободное пространство, горизонтальные потоки мощности в поле вертикального диполя оказываются полностью скомпенсированными, а интегральный поток мощности в вертикальном направлении равен нулю. Иначе говоря, обобщённое описание модельного источника при его нахождении в свободном пространстве приводит только к появлению дополнительного виртуального звукового поля с нулевой мощностью, которое невозможно возбудить каким-либо образом и соответственно невозможно наблюдать в реальном эксперименте. Поскольку дополнительное виртуальное поле является по своей природе вихревым, будем называть его вихревым осциллятором, который аналогичен в некотором смысле простейшему осциллятору типа идеального резонансного контура.

Однако ситуация принципиально меняется, когда модельный источник находится в слоистой среде любой степени сложности. В этом случае баланс горизонтальных потоков мощности будет

обязательно нарушен дополнительными граничными условиями, а вихревой осциллятор будет отдавать ненулевую мощность в слоистую среду. Другими словами, помещение модельного источника в слоистую среду инициирует излучение вихревого осциллятора в слоистую среду, а в суммарном звуковом поле должна появиться МВС вектора интенсивности, которую можно обнаружить экспериментально. По нашему мнению, именно такая МВС наблюдалась в экспериментах, описанных в работах [7, 8]. Сама же обобщённая теория волновых процессов в слоистых средах, более подробно изложенная в работах [12–14], является естественной основой для адекватного описания МВС вектора интенсивности и связанных с ней новых эффектов в векторном звуковом поле.

■ Обобщение модельного описания на векторные звуковые поля

Векторные звуковые поля могут быть получены на основе модельного описания скалярного поля звукового давления путём применения операции пространственного дифференцирования, поэтому векторное поле называют производным от скалярного поля звукового давления или поля скалярного потенциала скорости. Полученное таким образом векторное поле является по определению потенциальным полем (полем потенциального вектора). К потенциальным векторным полям относятся, прежде всего, поле вектора колебательной скорости, а также связанные с ним поле колебательного смещения, поле колебательного ускорения, поле градиента давления. Более сложное поле вектора интенсивности в общем случае не является потенциальным векторным полем и содержит как

потенциальную, так и вихревую составляющие. Однако именно это поле представляет наибольший интерес для практического применения в связи с интенсивными работами векторных приёмников и комбинированных приёмников на их основе.

Достаточно подробное теоретическое исследование поля вектора интенсивности содержится в работе [5], тогда как экспериментальным исследованиям векторных звуковых полей с помощью комбинированных приёмников посвящены работы [1–4, 6–8]. Некоторые результаты моделирования векторных звуковых полей в слоистых средах, выполненные на основе обобщённой теории, приведены в работе [14] в сравнении с классическим описанием. Результаты экспериментальных исследований векторных звуковых полей, создаваемых подводным движущимся источником в условиях мелкого моря, рассмотрены в работе [15]. Для последующего осмысленного поиска новых информативных параметров векторных звуковых полей и оценки потенциальных возможностей комбинированных приёмников целесообразно привести некоторые общие сведения из теории векторных звуковых полей на примере поля вектора интенсивности. В соответствии с результатами работы [5] имеют место следующие важные соотношения.

Комплексный вектор интенсивности допускает представление

$$\begin{aligned}\bar{I}(r, z) &= \bar{I}_1(r, z) + i\bar{I}_2(r, z), \\ \bar{I}_1(r, z) &= \text{Re}[p(r, z)\bar{v}^*(r, z)]; \\ \bar{I}_2(r, z) &= \text{Im}[p(r, z)\bar{v}^*(r, z)],\end{aligned}\quad (1)$$

где $p(r, z)$, $\bar{v}(r, z)$ – звуковое давление и вектор колебательной скорости, r, z – горизонтальная и вертикальная координаты.

Мнимая часть вектора интенсивности является потенциальным вектором, для которого выполняются соотношения

$$\begin{aligned}\text{rot } \bar{I}_2(r, z) &\equiv 0; \\ \text{div } \bar{I}_2(r, z) &= 4\omega[\Pi(r, z) - K(r, z)], \\ \Pi(r, z) &= \frac{p_0^2(r, z)}{4\rho c^2}; \quad K = \frac{1}{4}\rho v_0^2(r, z); \\ p(r, z) &= p_0(r, z)e^{i\Phi_p(r, z)}; \\ v(r, z) &= v_0(r, z)e^{i\Phi_v(r, z)},\end{aligned}\quad (2)$$

где $\Pi(r, z)$ – плотность потенциальной энергии, $K(r, z)$ – плотность кинетической энергии, ρ, c – плотность и скорость звука в водной среде.

Для описания поля мнимой части вектора интенсивности достаточно ввести скалярный потенциал. Вещественная часть вектора интенсивности содержит, в общем случае, потенциальную и вихревую составляющие, а для описания поля вещественной части вектора интенсивности необходимо ввести скалярный и векторный потенциалы:

$$\begin{aligned}\bar{I}_1(r, z) &= \text{grad } A_1 + \text{rot } \bar{B}_1, \\ \bar{I}_2(r, z) &= \text{grad } A_2,\end{aligned}$$

где A_1, B_1 – скалярный и векторный потенциалы, A_2 – скалярный потенциал.

$$\begin{aligned}\text{div } \bar{I}_1(r, z) &= 0, \quad \text{rot } \bar{I}_1(r, z) = \\ &= \frac{1}{2}\omega\rho \text{Im}[\bar{v}(r, z) \times \bar{v}^*(r, z)] \neq 0.\end{aligned}\quad (3)$$

С учётом (2), (3) можно получить следующие уравнения для введённых скалярных и векторных потенциалов:

$$\begin{aligned}\Delta A_2(r, z) &= 4\omega(\Pi(r, z) - K(r, z)), \\ \Delta A_1(r, z) &= 0, \\ \Delta \bar{B}_1(r, z) &= -\frac{1}{2}\omega\rho \text{Im}[\bar{v}(r, z) \times \bar{v}^*(r, z)].\end{aligned}\quad (4)$$

К уравнениям (4) нужно добавить граничные условия для

вертикальной компоненты вектора интенсивности на горизонте источника (на горизонте скачка) и для компонент вектора интенсивности на свободной поверхности волновода, которые связывают скалярный и векторный потенциалы в единое звуковое поле, не допускающее в общем случае разделения на потенциальную и вихревую составляющие:

$$z = z_0;$$

$$I_z(z_0, r) = 2A_0^2 \omega \rho_1 \alpha_{10} N_0(\xi_0 r) J_0(\xi_0 r),$$

$$z = 0; I_{1r}(0, r) = 0, \frac{\partial A_1}{\partial r} - \frac{\partial B_{1\psi}}{\partial z} = 0,$$

$$I_{1z}(0, r) = 0, \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_{1\psi} = 0,$$

$$\alpha_{10} = \rho_{12} k_1 \sqrt{\frac{1 - c_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2}},$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c_1}, \quad c_{12} = \frac{c_1}{c_2}, \quad \rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad (5)$$

где I_z – нормальная компонента вектора интенсивности, I_{1z} , I_{1r} – нормальная и радиальная компоненты вещественной части вектора интенсивности, $B_{1\psi}$ – угловая компонента векторного потенциала, A_0 – амплитуда медленной обобщенной нормальной волны нулевого порядка, ξ_0 – постоянная распространения медленной обобщенной нормальной волны нулевого порядка, z_0 – горизонт источника, ω – круговая частота, c_1 , c_2 – скорость звука в волноводе и полупространстве, ρ_1 , ρ_2 – плотность среды в волноводе и полупространстве.

Уравнения (4) с граничными условиями (5) могут оказаться полезными для анализа пространственной структуры отдельных составляющих суммарного поля вектора интенсивности в некоторых частных случаях, допускающих приближенное описание.

■ Поле вектора интенсивности, возбуждаемое нормальной компонентой вектора интенсивности, локализованной на горизонте источника (мелкомасштабная вихревая структура)

Первая особенность обобщенного решения заключается в том, что оно содержит обобщенные функции, разрывные на горизонтах полного внутреннего отражения, и медленную обобщенную нормальную волну нулевого порядка (SGW), разрывную на горизонте источника, которая возбуждается комплексным угловым спектром источника [11]. Разрывность звукового поля по волновой функции нарушает условия локальной непрерывности по давлению и нормальной компоненте вектора колебательной скорости при сохранении этой непрерывности в среднем, если размер пространственного масштаба усреднения достаточно велик по сравнению с длиной волны. Как следствие разрывности обобщенного решения на горизонте скачка появляется отличная от нуля нормальная компонента вектора интенсивности, которая имеет осциллирующую зависимость от радиальной координаты. По этой

свидетельствует о корректности обобщенного решения. Большой интерес в суммарном поле нормальных волн представляет вторичное поле, порожденное самой сингулярностью. Для этого случая и в приближении

$$N_0(x) J_0(x) = \frac{2}{\pi x} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right) \sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right) = -\frac{1}{\pi x} \cos(2x)$$

можно записать:

$$I_z(z_0, r) = I_0(z_0, r) \cos(2\xi_0 r),$$

$$I_0(z_0, r) = \left(\frac{2\pi i}{h}\right)^2 \left[\frac{sh(\alpha_{10} z_0)}{E_0}\right]^2 \frac{2\omega \rho_1 \alpha_{10}}{\xi_0 r},$$

где h – глубина волновода, E_0 – нормирующий множитель медленной обобщенной нормальной волны нулевого порядка.

Такое вторичное поле вектора интенсивности, являясь вихревым по своей природе, может быть найдено из решения граничной задачи (4), (5). Это решение можно получить в аналитическом виде только в приближении дальнего поля, допускающем асимптотику функций Бесселя, в котором сохраняются старшие члены разложения по обратным степеням расстояния r^{-1} :

$$A_1(r, z) = \frac{I_0(z_0, r)}{2\xi_0 sh(2\xi_0 z_0)} e^{-2\xi_0 z} \cos(2\xi_0 r),$$

$$\begin{aligned} B_{1\psi}(r, z) &= \frac{I_0(z_0, r) ch(2\xi_0 z_0)}{2\xi_0} \begin{cases} \frac{ch(2\xi_0 z)}{e^{-2\xi_0(z-z_0)}} \sin(2\xi_0 r), & z \leq z_0 \\ \frac{ch(2\xi_0 z_0)}{e^{-2\xi_0(z-z_0)}} \sin(2\xi_0 r), & z \geq z_0 \end{cases} \\ I_{1z}(r, z) &= \frac{I_0(z_0, r)}{sh(2\xi_0 z_0)} \begin{cases} sh(2\xi_0 z) e^{-2\xi_0 z} + ch(2\xi_0 z_0) e^{-2\xi_0(z-z_0)}, & z \leq z_0 \\ sh(2\xi_0 z_0) e^{-2\xi_0(z-z_0)}, & z \geq z_0 \end{cases} \cos(2\xi_0 r), \\ I_{1r}(r, z) &= -\frac{I_0(z_0, r)}{sh(2\xi_0 z_0)} \left\{ e^{-2\xi_0 z} + \begin{cases} sh(2\xi_0 z) e^{-2\xi_0(z-z_0)}, & z \leq z_0 \\ -ch(2\xi_0 z_0) e^{-2\xi_0(z-z_0)}, & z > z_0 \end{cases} \right\} \sin(2\xi_0 r), \end{aligned} \quad (6)$$

причине мощность, излучаемая такой сингулярностью в окружающее пространство, равна нулю, что

Особенность решения (6) заключается в том, что вихревая составляющая вектора интенсивности

сти, порождённая разрывностью обобщённого решения, локализована строго на горизонте источника, а её амплитуда убывает экспоненциально быстро при удалении от горизонта источника. Решение (6) описывает поле вихревого осциллятора, в котором усреднённые по пространству потоки мощности равны нулю. Такое поле является, по существу, аналогом поля стоячих волн с периодом $\lambda/2$, с той разницей, что в поле стоячих волн потоки мощности в математическом описании равны нулю тождественно. Другая особенность решения (6) заключается в том, что на свободной поверхности волновода естественное условие равенства нулю горизонтальной компоненты вектора интенсивности в потенциальном поле может выполняться только в среднем (по горизонтальной координате), тогда как вертикальная компонента вектора интенсивности на свободной поверхности волновода равна нулю тождественно (по горизонтальной координате).

Еще одна особенность решения (6) состоит в том, что радиальная компонента вектора интенсивности является разрывной на горизонте источника, однако производное поле от поля вектора интенсивности (тензорное поле) будет описываться непрерывной функцией, регулярной на горизонте источника. Антисимметричная часть тензорного поля есть не что иное, как поле ротора вектора интенсивности, у которого отлична от нуля одна угловая компонента. В реальном звуковом поле разрывность поля горизонтальной компоненты вектора интенсивности устраняется путём учёта вязких потерь и перехода к несамосопряжённой модельной постановке, однако локализация максимума угловой компоненты ротора вектора интенсивности на горизонте источника сохраняется.

■ Моделирование поля горизонтальной компоненты ротора вектора интенсивности с использованием тензорного приёмника

Один из способов формирования направленного в вертикальной плоскости приёма с целью локализации горизонта источника связан с использованием свойств медленной обобщённой волны (SGW) нулевого порядка, возбуждаемой комплексным угловым спектром источника [11]. В этой волне образуются структуры типа стоячих волн с периодом $\lambda/2$, локализованные на горизонте источника. В таких структурах, локализованных на горизонте источника, принимают максимальное значение не только вертикальная компонента вектора интенсивности и её горизонтальная производная, но и вертикальная производная горизонтальной компоненты вектора интенсивности.

Эти составляющие в совокупности формируют вихревую составляющую вектора интенсивности,

для которой отлична от нуля горизонтальная компонента ротора вектора интенсивности. Вихревые структуры принципиально отличаются от структур, формируемых на горизонте источника вещественным угловым спектром источника. Для этих структур на горизонте источника локализуется потенциальная составляющая вектора интенсивности, представленная его горизонтальной компонентой, а вихревая составляющая вектора интенсивности равна нулю. В реальном звуковом поле эти две составляющие взаимосвязаны, и можно говорить лишь о квазипотенциальной и квазивихревой составляющих поля вектора интенсивности. Лучевая трактовка формирования на горизонте источника квазипотенциальной составляющей вектора интенсивности вещественным угловым спектром источника и квазивихревой составляющей вектора интенсивности комплексным угловым спектром источника поясняется рис. 1.

Для квазипотенциального поля, формируемого, например

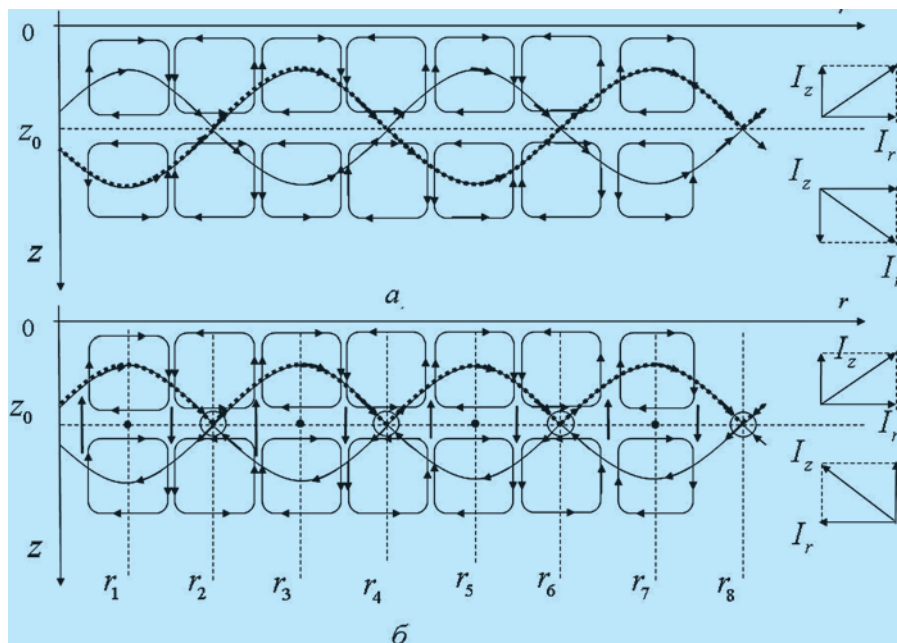


Рис. 1. Лучевая трактовка формирования на горизонте источника квазипотенциальной составляющей вектора интенсивности (а) и квазивихревой составляющей вектора интенсивности (б)

на оси подводного звукового канала, горизонтальная компонента вектора интенсивности продолжается через горизонт источника чётным образом, сохраняя знак, а вертикальная составляющая вектора интенсивности продолжается через горизонт источника нечётным образом, меняя знак. Сам квазипотенциальный поток мощности можно трактовать как локализованный в лучевой трубке переменного сечения. Синфазное суммирование вихревой и потенциальной составляющих потока мощности приводит к сужению лучевой трубки и увеличению горизонтальной компоненты вектора интенсивности. Противофазное суммирование вихревой и потенциальной составляющих потока мощности приводит к расширению лучевой трубки и уменьшению горизонтальной компоненты вектора интенсивности. Для квазивихревого поля, формируемого вихревым осциллятором, горизонтальная компонента вектора интенсивности продолжается через горизонт источника нечётным образом, меняя знак, а вертикальная составляющая вектора интенсивности продолжается через горизонт источника чётным образом, сохраняя знак. В случае формирования на горизонте источника квазивихревой составляющей вектора интенсивности на этом же горизонте формируются также цепочка узловых точек ($r_1, r_3, r_5, \dots$), в которых давление равно нулю, и цепочка седловых точек ($r_2, r_4, r_6, \dots$), в которых вектор интенсивности равен нулю, изображённых на рис.1, б). При учёте вязкости и соответственно сдвиговой упругости вязкой жидкости картина лучевых трубок в поле квазивихревой составляющей будет подобна картине потоков мощности в поле вязкого слоя, совершающего радиально-толщинные колебания изгибного типа.

Для моделирования поля ротора вектора интенсивности нужно учесть, что он является антисимметричной частью тензора второго ранга H_{ik} , или псевдовектором (аксиальным вектором), который, в свою очередь, является производным от векторного поля, а именно, поля вектора интенсивности. Симметричная часть тензора H_{ik} характеризует деформацию лучевых трубок и локализованных в них потоков мощности. Антисимметричная часть тензора H_{ik} описывает замкнутые силовые линии, вдоль которых не происходит изменения потока мощности. В осесимметричном звуковом поле, создаваемом точечным источником в слоистой среде, отлична от нуля только угловая компонента ротора

$$H_{ik} = \frac{\partial I_i}{\partial x_k}, \quad H_{\psi} = \frac{\partial I_r}{\partial z} - \frac{\partial I_z}{\partial r},$$

$$H_{\psi} = \frac{(I_{r3} + I_{r4}) - (I_{r1} + I_{r2})}{2l_3} - \frac{(I_{z2} + I_{z4}) - (I_{z1} + I_{z3})}{2l_1}, \quad l_1 \leq \frac{\lambda}{4}, \quad l_3 \leq \frac{\lambda}{8}.$$

Для практической реализации измерителя угловой компоненты ротора вектора интенсивности можно использовать четырёхэлементный набор комбинированных приёмников, образующих в совокупности тензорный приёмник, каждый из которых измеряет горизонтальную и вертикальную компоненты вектора интенсивности, а операцию пространственного дифференцирования заменить численным дифференцированием по разностной схеме, которая показана на рис. 2.

Результаты моделирования угловой компоненты ротора представлены на рис. 3 в низкочастотном случае $h \leq \lambda$.

В случае $k_1 h = 2$ ($h < \lambda/2$) звуковое поле в волноводе формируется одной медленной обобщённой нормальной волной нулевого порядка

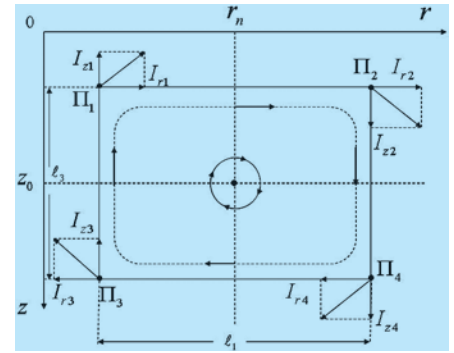


Рис. 2. Схема четырёхэлементного измерителя (тензорного приёмника) угловой компоненты ротора вектора интенсивности

(SGW), разрывной на горизонте источника по волновой функции, следовательно, локально разрывной по давлению и нормальной компоненте колебательной скорости, и системой вытекающих нормальных волн. Локальная разрывность SGW нулевого порядка поясняется рис.1, б). Именно эта особенность является причиной появления вихревых структур, локализованных на горизонте источника с периодичностью $\lambda/2$. Вытекающие нормальные волны заметно маскируют вихревые структуры, локализованные на горизонте источника, в некоторой ближней зоне и при его приближении к донной поверхности ($z_{01} = 0,7$).

При увеличении частоты появляется первая пара нормальных волн высшего порядка ($k_1 h = 3,5$), увеличивается амплитуда SGW и вихревой компоненты соответственно при сохранении её локализации на горизонте источника. При дальнейшем увеличении частоты ($k_1 h = 5, k_1 h = 6$) число нормальных волн, захваченных волноводом, остаётся неизменным, но уменьшается вклад SGW в суммарное поле. По этой причине в случае $k_1 h = 8$ ($h > \lambda$) выделение вихревых структур на горизонте источника возможно только при его расположении в средней части волновода в некоторой дальней зоне и становится затруднительным в остальных случаях.

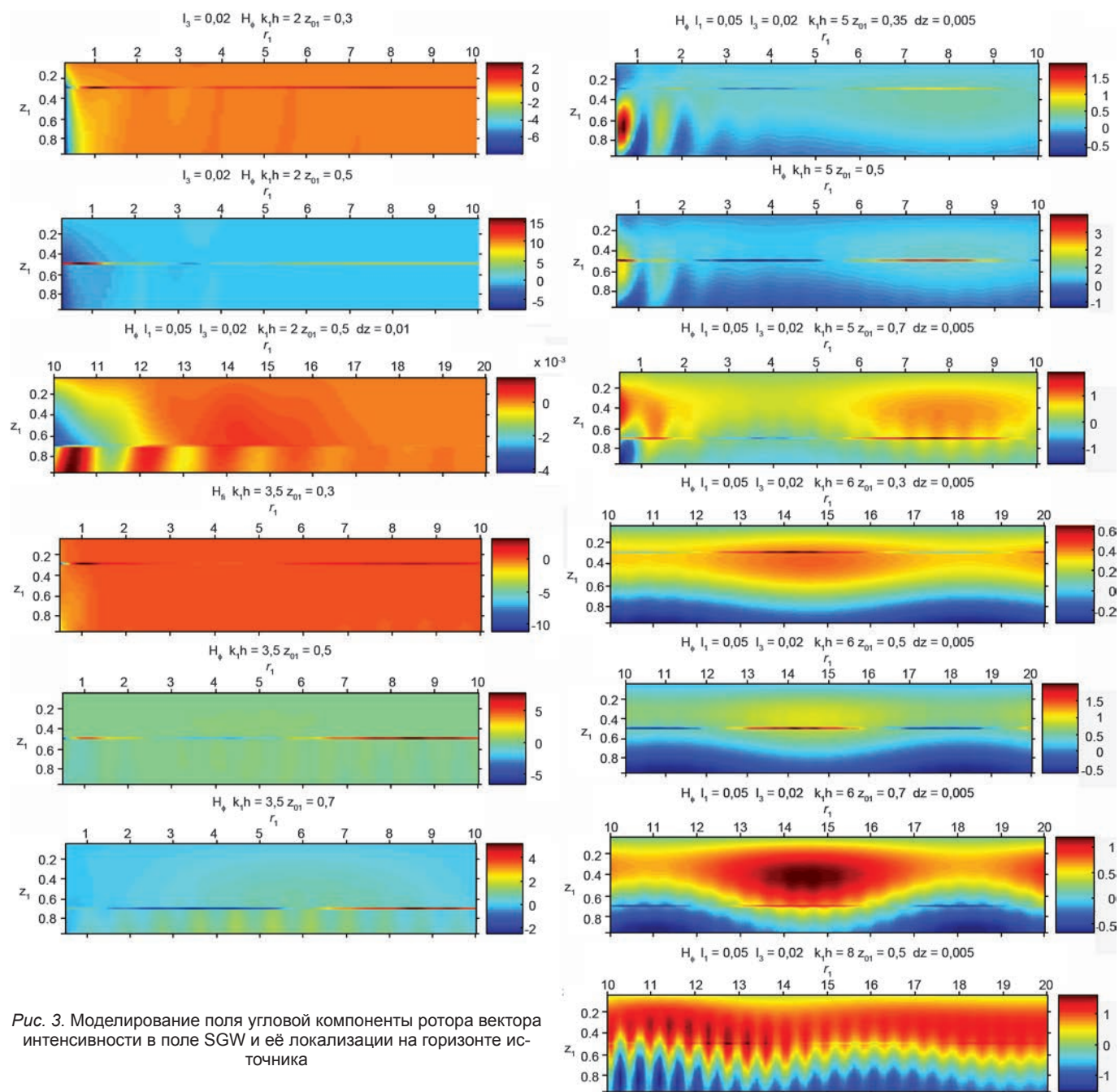


Рис. 3. Моделирование поля угловой компоненты ротора вектора интенсивности в поле SGW и её локализации на горизонте источника

■ Верификация модельного описания звуковых полей

Проблема верификации того или иного модельного описания звукового поля непосредственно связана с процедурой акустической калибровки акватории, в которой размещаются стационарные гидроакустические системы (СГАС) с целью отработки алгоритмов обработки акустических сигналов, повышающих помехо-

устойчивость гидроакустической системы. В качестве первичной информации, которая используется при акустической калибровке, выступает, как правило, информация о структуре поля звукового давления на горизонтальных разрезах при фиксированных горизонтах излучения и приёма на фиксированном наборе рабочих частот. В качестве искомых параметров выступают параметры физической модели волновода,

обеспечивающие наилучшее в некотором смысле согласие экспериментальных результатов с результатами компьютерного моделирования.

Очевидно, что при исследовании скалярно-векторной структуры звуковых полей объём первичной информации должен быть существенно расширен с одновременным расширением объёма информационных характеристик звукового поля в скалярно-векторном

описании, получаемых при компьютерном моделировании. Как следует из ранее опубликованных результатов исследования скалярно-векторной структуры звуковых полей, выполненных в работах [7, 8], определённый интерес представляют горизонтальные разрезы поля звукового давления, горизонтальной и вертикальной компонент вектора интенсивности, полученные в поле поверхностного или заглублённого источника звука на ряде рабочих частот.

Однако наибольший интерес представляют производные от этих величин характеристики, такие как коэффициенты когерентности, которые могут быть получены при определённой нормировке самих компонент вектора интенсивности. Коэффициенты когерентности, представленные в качестве примера на рис. 4, являются относительными величинами и в наименьшей степени зависят от погрешностей эксперимента и от погрешностей задания параметров физической модели волновода. Для целей верификации большое значение имеют экспериментальные результаты, полученные на достаточно низких частотах, когда структура звукового поля оказывается наиболее простой и предсказуемой. В работе [7] описан эксперимент в мелком море глубиной 34 м (бухта Витязь), когда комбинированный приёмник находился на расстоянии 17 м от дна, а проходные характеристики вычислялись для спектральных составляющих 88 Гц и 108 Гц шумового сигнала, излучаемого проходящим судном. Проходные характеристики для нормированных горизонтальной и вертикальной компонент вектора интенсивности (коэффициентов когерентности Γ_x , Γ_z) приведены на рис. 4, взятом из этой работы.

На графиках отчетливо проявляется крупномасштабная интерференционная структура, которая формируется разностными пространственными частотами с периодом $L \gg \lambda$, и мелкомасштабная интерференционная структура, которая формируется суммарными пространственными частотами с периодом стоячей волны $\lambda/2$. Именно эта структура соответствует решению (6) и подтверждает присутствие сходящихся волн отдачи в суммарном звуковом поле, подтверждая тем самым выводы обобщённой теории.

Характеристики, представленные на рис. 4, соответствуют звуковому полю, которое содержит всего две нормальные волны в классическом описании. Эта пара нормальных волн формирует постоянную составляющую потока мощности в горизонтальном канале комбинированного приёмника, убывающую по цилиндрическому закону, и интерференционную составляющую, представленную разностной пространственной частотой с периодом интерференции порядка 200 м. В вертикальном канале векторного приёмника постоянная составляющая равна нулю, и искомый коэффициент когерентности должен описываться одной разностной пространственной ча-

стотой, т.е. чисто периодической функцией. Совершенно очевидно, что пространственная структура искомых коэффициентов, представленная рис. 4, значительно сложнее классического модельного описания.

В обобщённой теории то же самое звуковое поле описывается медленной обобщённой нормальной волной нулевого порядка, локализованной на горизонте источника, и двумя парами нормальных волн высшего порядка. Такая совокупность нормальных волн формирует более сложную пространственную структуру, которая гораздо лучше соответствует экспериментальной структуре. Так, крупномасштабная интерференционная структура формируется не одной, а шестью разностными пространственными частотами, которым соответствует квазипериодическая структура коэффициента когерентности в вертикальном канале с характерными периодами интерференции 200–300 м. Кроме того, в пространственной структуре звукового поля появляются сходящиеся волны отдачи, формирующие стоячие волны с характерным периодом интерференции $\lambda/2$. Эта мелкомасштабная интерференционная структура хорошо видна на экспериментальных за-

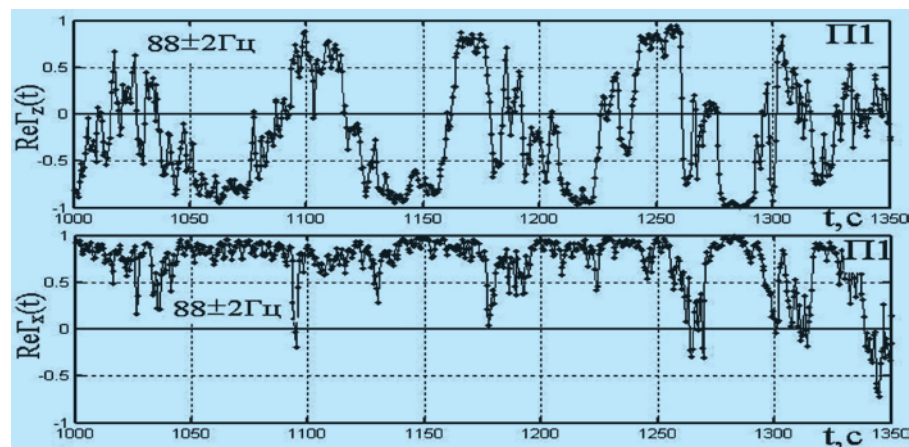


Рис. 4. Зависимость от времени коэффициентов когерентности $Re(\Gamma_z(f, t))$ и $Re(\Gamma_x(f, t))$ для частоты $f = 88 \pm 2$ Гц, время усреднения 1 с

висимостях обоих коэффициентов когерентности. Результаты компьютерного моделирования коэффициентов когерентности для данных этого эксперимента поясняются рис. 5. Пространственный масштаб рис. 5 соответствует временному масштабу рис. 4, однако начало регистрации проходной характеристики, представленной на рис. 4, не синхронизировано с началом проходной характеристики, представленной на рис. 5.

При уменьшении рабочей частоты различие в классическом и обобщённом описании звукового поля увеличивается. Так, на частотах, больших первой резонансной частоты, но меньших второй резонансной частоты, в волноводе останутся одна пара нормальных волн высшего порядка и медленная обобщённая волна нулевого порядка. В таком звуковом поле крупномасштабная интерференционная структура будет фор-

мироваться одной разностной пространственной частотой, а мелкомасштабная – одной суммарной пространственной частотой. В вертикальном и горизонтальном каналах комбинированного приёмника будут наблюдаться обе пространственные частоты. Однако в классическом описании звуковое поле будет формироваться только одной нормальной волной. Вертикальная компонента вектора интенсивности в таком поле тождественно равна нулю, а горизонтальная компонента не содержит интерференционной составляющей. Этот случай показан на рис. 6 для звукового поля, соответствующего частотному параметру $k_1 h = 3,5$ в обобщённом описании.

Потеря интерференционной составляющей в классическом описании звукового поля на низких частотах означает, что само описание неадекватно экспериментальным результатам, а потому является менее информативным. При увеличении рабочей частоты различие в классическом и обобщённом описаниях звукового поля сохраняется в самом факте существования мелкомасштабной интерференционной структуры, характерной для обобщённого описания. В то же время различие в описании крупномасштабной интерференционной структуры, которая формируется разностными пространственными частотами, уменьшается и становится второстепенным.

ВЫВОДЫ

В рамках обобщённой теории волновых процессов в слоистых средах получено теоретическое описание генерации мелкомасштабной (с периодом $\lambda/2$) вихревой составляющей вектора интенсивности на горизонте источника

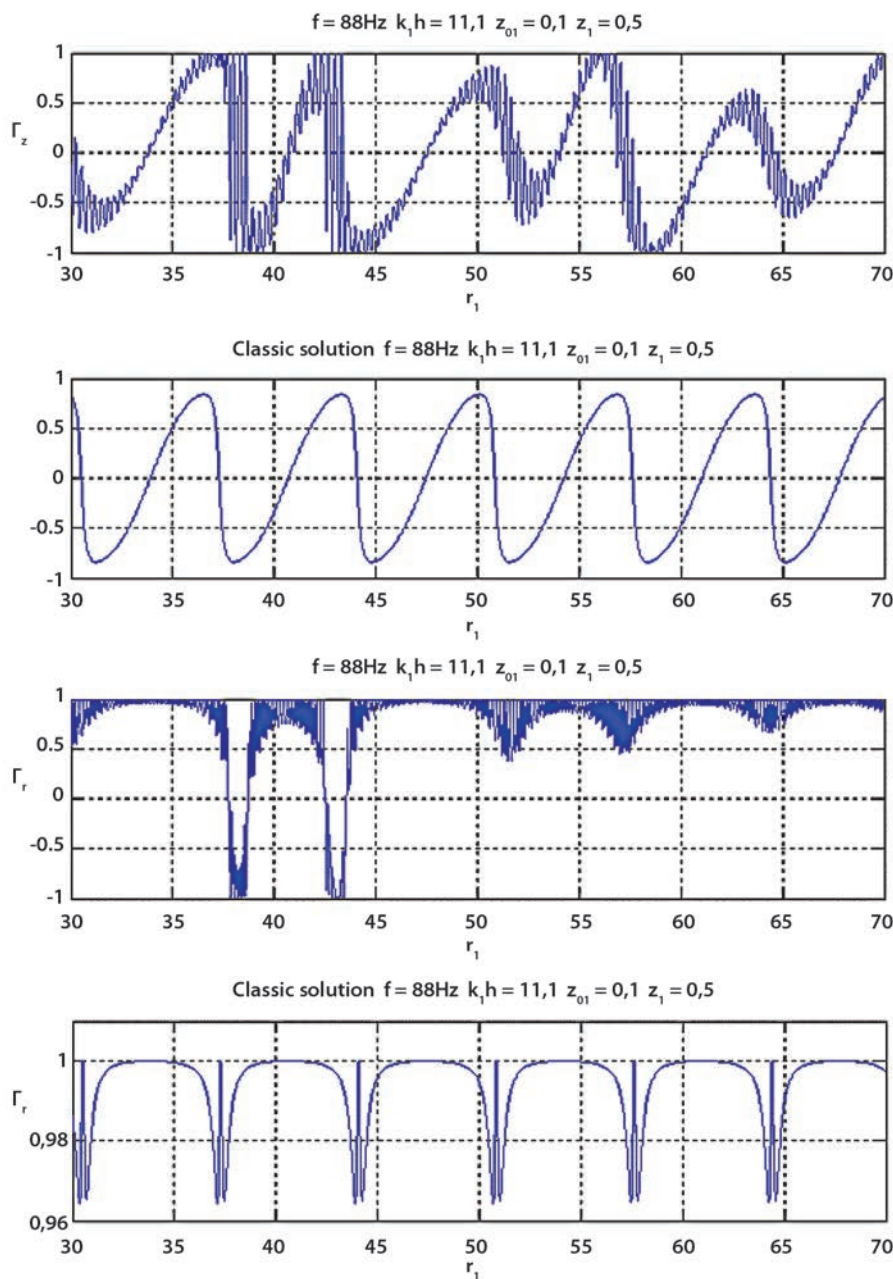


Рис. 5. Коэффициенты когерентности Γ_r , Γ_z для вертикального и горизонтального каналов в обобщённом и классическом описаниях, $k_1 h = 11,1$

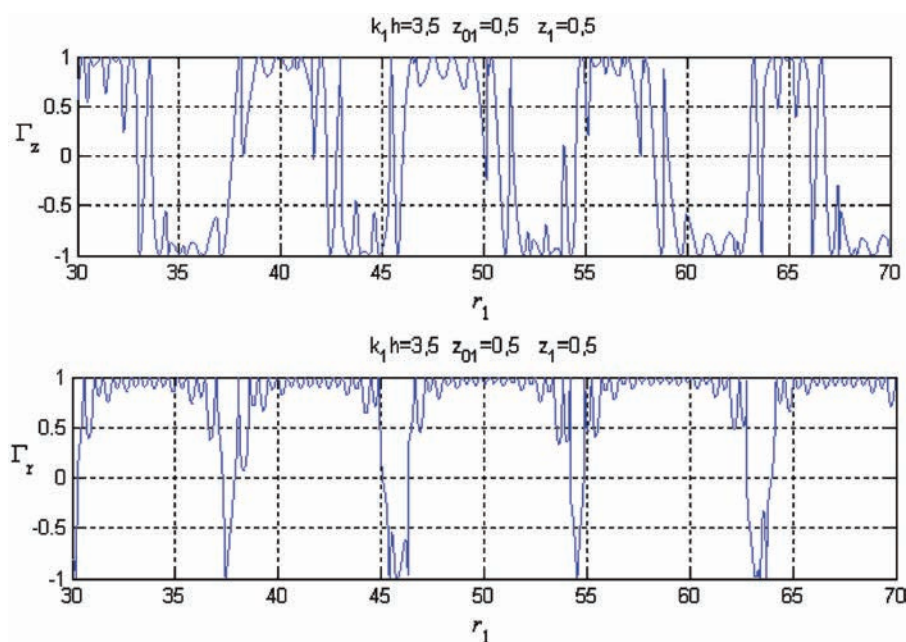


Рис. 6. Коэффициенты когерентности Γ_r , Γ_z для вертикального и горизонтального каналов в обобщённом описании, $k_1 h = 3,5$

в волноводе Пекериса. Соответствующее ей вихревое звуковое поле названо вихревым осциллятором. В рамках лучевых представлений описано формирование на горизонте источника системы

узловых и седловых точек, характерных для вихревого поля. Отмечено, что при учёте вязкости и соответственно сдвиговой упругости вязкой жидкости картина лучевых трубок в поле мелкомасштабной

вихревой составляющей будет подобна картине потоков мощности в поле вязкого слоя, совершающего радиально-толщинные колебания изгибного типа.

Выполнены модельные расчёты поля угловой компоненты ротора вектора интенсивности и её локализации на горизонте источника в случае низких частот ($h \leq \lambda$) в волноводе Пекериса. Выполнена верификация модельного описания мелкомасштабных вихревых структур путём сравнения с экспериментальными данными, полученными ранее в работах [7, 8]. Результаты сравнения подтверждают выводы теории. Теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение существования вихревого осциллятора в звуковом поле подводного движущегося источника имеет фундаментальное значение в общей системе знаний о структуре низкочастотных векторных звуковых полей в мелком море.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиенко В.А., Ильичёв В.И., Захаров Л.Н. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Наука, 1989. 224 с.
2. Скребнёв Г.К. Комбинированные гидроакустические приёмники. СПб.: Элмор, 1997. 200 с.
3. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 308 с.
4. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 479 с.
5. Дзюба В.П. Скалярно-векторные методы в акустике. Владивосток: Дальнаука, 2006. 194 с.
6. 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.
7. Щуров В.А., Ляшков А.С., Щеглов С.Г., Ткаченко Е.С., Иванова Г.Ф., Черкасов А.В. Локальная структура интерференционного поля мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2014. №1 (17). С. 58–67.
8. Щуров В.А. Сравнительная оценка интенсивностей крупно и мелкомасштабных акустических вихрей // Труды VI Всерос. науч.-техн. конф. «Технические проблемы освоения мирового океана». Владивосток: Дальнаука, 2015. С. 180–184.
9. Бреховских Л.М. О поле точечного излучателя в слоисто-неоднородной среде // Изв. АН СССР. Серия физич. 1949. Т.13, № 5. С. 505–545.
10. Щуров В.А., Черкасов А.В., Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Аномальные особенности структуры поля вектора интенсивности в акустических волноводах // Подводные исследования и робототехника. 2011. №2 (12). С. 4–17.
11. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Медленные обобщённые волны и генерация вихревых структур в акустике слоистых сред // Подводные исследования и робототехника. 2014. №2 (18). С. 37–51.
12. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 496 с.
13. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Несамосопряжённая модельная постановка граничной задачи Пекериса // ДАН. 2010. Т. 434, № 4. С. 540–543.
14. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 256 с.
15. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б., Косарев Г.В., Ларионов Ю.Г., Злобин Д.В. Экспериментальные и теоретические исследования скалярно-векторной структуры звуковых полей в заливе Посёта // Подводные исследования и робототехника. 2015. №1 (19). С. 40–50.