

УДК 534.231

ВИХРИ ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛЯХ МЕЛКОГО МОРЯ

**В.А. Щуров,
А.С. Ляшков
А.В. Черкасов**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН¹
Центр акустических подводных исследований Морского государственного университета им. адм. Г. И. Невельского²

Представлены результаты исследований поля вектора акустической интенсивности широкополосного сигнала в зависимости от расстояния между источником и приемником в мелком море. Эксперимент проводился в заливе Петра Великого Японского моря. Глубина места – 120 м, комбинированный приемник находился на глубине 70 м, скорость звука у поверхности больше скорости звука у дна. В результате исследований установлено, что в полосе исследуемых частот от 20 до 1000 Гц перенос акустической энергии осуществляется посредством регулярных вихревых структур. Основой вихревого поля вектора акустической интенсивности являются регулярная интерференционная структура акустического давления и межфазовые соотношения четырех компонент поля. В данной работе приведены результаты исследований для частоты 111 Гц. Степень завихренности определяется через нормированные ортогональные компоненты ротора вектора интенсивности. Наибольшая вероятность соответствует значениям ± 1 для горизонтальных x -, y -компонент ротора и нулевому среднему значению для его вертикальной z -компоненты. Регулярная вихревая структура вектора акустической интенсивности наблюдалась на всем исследуемом расстоянии (~5000 м) от источника до приемника с чередующейся сменой движения энергии «вверх–вниз». На фоне регулярной (почти периодической) протяженной вихревой структуры вектора акустической интенсивности наблюдаются локальные вихри вектора интенсивности. Описанный механизм переноса акустической энергии в условиях мелкого моря открывает новые возможности фундаментальных исследований акустических полей.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании комбинированными системами интерференционных акустических полей широкополосного источника в волноводе мелкого моря обнаружены вихревые структуры вектора акустической интенсивности (вектора плотности потока энергии). Несмотря на то что интерференционное поле акустического давления в условиях мелкого моря ранее исследовалось многими авторами, вихревые структуры не были обнаружены, поскольку из измерений акустического давления вихревую структуру обнаружить невозможно.

Возможность существования вихрей акустической интенсивности была обоснована в восьмидесятых годах прошлого столетия [1, 2], но в реальной морской среде вихри акустической интенсивности были обнаружены только в наше время в экспериментах 2008 г. в мелком море [3–5]. Это стало возможным благодаря созданию измерительных векторно-фазовых систем высокого технического уровня и разработке современных алгоритмов статистического анализа экспериментальных данных [6]. Ряд целенаправленных экспериментов был проведен лабораторией шумов океана

Тихоокеанского океанологического института ДВО РАН в 2008–2010 гг. в заливе Петра Великого Японского моря при различных глубинах места – от 30 до 250 м [7–9]. Обнаруженные свойства интерференционного акустического поля удовлетворяют условиям существования вихревых структур [1, 2].

Рассмотрим физические основы данного явления. Определим акустическое давление $p(r,t)$ и колебатель-

¹ 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43; e-mail: shchurov@poi.dvo.ru

² 690059, г. Владивосток, ул. Верхнепортовая, 50а

ную скорость частиц среды $\vec{V}(r, t) \{V_x(r, t), V_y(r, t), V_z(r, t)\}$ для монохроматического сигнала в следующем виде:

$$p(r, t) = P(r)e^{i[\omega t - \varphi(r)]}, \quad (1)$$

$$\vec{V}(r, t) = (1/\omega\rho) \times \left[\begin{array}{l} P(r) \text{grad} \varphi(r) + \\ + i \text{grad} P(r) \end{array} \right] e^{i[\omega t - \varphi(r)]}.$$

Запишем комплексную интенсивность $\vec{I}_c(\vec{r})$ в виде:

$$\vec{I}_c(r) = \frac{1}{2} p(r) \vec{V}^*(r) = \vec{I}(r) + i\vec{Q}(r), \quad (2)$$

где $\vec{I}(r) = \frac{1}{2\omega\rho} p^2(r) \text{grad} \Phi(r)$ –

вектор интенсивности монохроматической волны, т.е. $\text{Re} \vec{I}_c(r)$;

$$\vec{Q}(r) = -\frac{1}{2\omega\rho} p(r) \text{grad} p(r) –$$

вектор мнимой компоненты акустической волны, $\text{Im} \vec{I}_c(r)$.

Векторные свойства активной и реактивной интенсивности могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности:

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{I}_c(r) &= (k/c) [(\vec{I} \times \vec{Q})/U], \\ \text{div} \vec{I}(r) &= 0, \\ \text{rot} \vec{Q}(r) &= 0, \\ \text{div} \vec{Q} &= -2\omega(T - U) = -2\omega L, \end{aligned} \quad (3)$$

где L – лагранжиан;

$$U = \frac{1}{4\rho c^2} p(r) p^*(r) – \text{потенциальная энергия;}$$

$T = \frac{\rho}{4} \vec{V}(r) \vec{V}^*(r)$ – кинетическая энергия. Из системы уравнений (3) следует, что вектор активной интенсивности (т.е. вектор плотности потока энергии или вектор интенсивности) по своей природе всегда будет обладать вихревыми свойствами, если $\vec{I} \times \vec{Q} \neq 0$, т.е. если вектора \vec{I} и \vec{Q} неколлинеарны. Как показывает натуральный эксперимент, в интер-

ференционном поле мелкого моря это условие выполняется.

Теоретическое описание акустического поля, как известно, сводится к следующей математической модели. Движение в акустической волне является потенциальным, и поле скоростей $\vec{V}(t, x, y, z)$ является безвихревым, т.е. $\text{rot} \vec{V}(t, x, y, z) = 0$. Однако поле вектора плотности потока энергии (вектора акустической интенсивности) в

$$\begin{aligned} \text{rot}(p\vec{V}^*) &= -i\omega\rho[\vec{V} \times \vec{V}^*] = \\ &= -2\omega\rho[V_y V_z \sin(\varphi_y - \varphi_z) \vec{i} + V_x V_z \sin(\varphi_x - \varphi_z) \vec{j} + V_y V_x \sin(\varphi_y - \varphi_x) \vec{k}] = \\ &= -2\omega\rho(\text{rot}_x p\vec{V}^* + \text{rot}_y p\vec{V}^* + \text{rot}_z p\vec{V}^*), \end{aligned} \quad (5)$$

где \vec{V}^* – комплексно-сопряженное значение вектора колебательной скорости; ω – круговая частота; ρ – невозмущенное значение плотности среды; V_i – амплитудное значение компонент колебательной скорости ($i = x, y, z$); $(\varphi_y - \varphi_z)$, $(\varphi_x - \varphi_z)$, $(\varphi_y - \varphi_x)$ – разности фаз между компонентами колебательной скорости. Из (5) следует, что вихрь вектора интенсивности может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника. При знаки существования центра вихря и седловой точки определены в [1, 2]: обращаются в нуль акустическое давление, потенциальная энергия, активная и реактивная интенсивность; направлена в центр вихря. В седловой точке обращаются в нуль активная интенсивность, ротор интенсивности, кинетическая энергия. Выражение (5) в среднем справедливо и для случайного стационарного тонального сигнала.

Механизм образования локального вихря с компонентами $\text{rot}_x p\vec{V}^*(t) \neq 0$ и $\text{rot}_y p\vec{V}^*(t) \neq 0$

некоторых случаях может быть вихревым. Фундаментальность данного явления, как следует из (3), заключается в том, что $\text{rot} \vec{I}_c(t)$ может быть не равным нулю, а именно:

$$\text{rot} \vec{I}_c = \text{rot} p\vec{V}^* + [\text{grad} p \times \vec{V}^*] = [\text{grad} p \times \vec{V}^*], \quad (4)$$

поскольку $\text{rot} \vec{V}^* = 0$.

Используя уравнение Эйлера $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega} \text{grad} p$, соотношение (4) запишем в виде:

можно объяснить следующим образом. Разложим суммарный реальный поток энергии от двух источников одной частоты на составляющие от каждой волны в заданном направлении z [6]:

$$\begin{aligned} I_z &= p_1 V_1 \cos \theta_1 + p_2 V_2 \cos \theta_2 + \\ &+ [p_1 V_2 \cos \theta_2 + p_2 V_1 \cos \theta_1] \times \\ &\times \cos(\theta_2 - \theta_1), \end{aligned} \quad (6)$$

где p_1, p_2, V_1, V_2 – амплитуды монохроматических сигналов давления и колебательной скорости соответственно; θ_1, θ_2 – углы между направлением потоков и осью z ; $(j_2 \cdot j_1)$ – разность фаз между акустическими давлениями двух волн. Первое и второе слагаемые в (6) есть z -компоненты каждого из потоков энергии при отсутствии другого потока. Третье слагаемое дает дополнительный поток энергии вдоль оси z , когда обе волны существуют одновременно. Выражение (6) зависит от размеров площадки, через которую течет суммарный поток энергии. Если линейные размеры площадки велики по сравнению с длиной волны, то $\langle \cos(\theta_2 - \theta_1) \rangle = 0$. Если же линейные размеры площад-

ки соизмеримы или меньше длины волны, возможно, что $\langle \cos(\theta_2 - \theta_1) \rangle \neq 0$ и будет менять знак (в результате чего происходит изменение направления распространения дополнительных потоков энергии). Таким образом, энергия, проходящая через поверхность в направлении $+z$, будет возвращаться в другой точке этой поверхности в направлении $-z$. Это указывает на то, что акустическая энергия будет двигаться по замкнутому контуру, образуя локальный вихрь.

Статистическая обработка экспериментальных реализаций четырех компонент поля $p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. С использованием БПФ получены автоспектры, взаимные спектры, разностно-фазовые соотношения, функции когерентности, компоненты ротора интенсивности и т.д. при исследовании крупномасштабной завихренности. Преобразование Гильберта использовалось в основном в исследовании локальных вихрей непрерывного излучения и импульсных сигналов. Характеристики акустического поля, рассчитанные БПФ и преобразованием Гильберта, идентичны.

В спектральном представлении комплексной интенсивности разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_i(r, \omega) = \arctg \frac{\text{Im} S_{pV_i}(r, \omega)}{\text{Re} S_{pV_i}(r, \omega)},$$

$$(i = x, y, z) \quad (7)$$

и между компонентами колебательной скорости $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$:

$$\Delta\varphi_{i,j}(r, \omega) = \arctg \frac{\text{Im} S_{V_i V_j}(r, \omega)}{\text{Re} S_{V_i V_j}(r, \omega)},$$

$$(i, j = x, y, z), \quad (8)$$

где r – пространственная переменная; $S_{pV_i}(r, \omega)$ – взаимная спектральная плотность акустического давления и i -компоненты колебательной скорости; $S_{V_i V_j}(r, \omega)$ – взаимная спектральная плотность i - и j -компонент колебательной скорости.

Функция когерентности четырех компонент поля в преобразовании Гильберта использовалась в виде:

$$\Gamma_{pV_i} = \frac{\langle \tilde{p}(t) \tilde{V}_i^*(t) \rangle_T}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t) \rangle_T \langle \tilde{V}_i(t) \tilde{V}_i^*(t) \rangle_T}} =$$

$$= \text{Re} \Gamma_{pV_i}(t) + i \text{Im} \Gamma_{pV_i}(t), \quad (9)$$

где $\tilde{p}(t), \tilde{V}_i(t)$ – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости; $i = x, y, z$; $\langle \dots \rangle_T$ – линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величина $\text{Re} \Gamma_{pV_i}(t)$ представляет собой нормированное значение x, y, z -компонент интенсивности, усредненной по нескольким периодам [6].

Систематических исследований интерференционных полей векторно-фазовым методом до 2008 г. не существовало [3], все предыдущие многочисленные исследования основывались только на измерении акустического давления. В экспериментальных работах в мелком море было установлено, что на сонограммах акустического давления широкополосного сигнала в координатах частота–расстояние интенсивность, вычисленная из акустического давления, имеет выраженную регулярную интерференционную структуру [10–12]. Максимумы и минимумы интерференции вытянуты вдоль расходящихся прямых и имеют регулярный характер. В работе [11] показано, что по-

ведение интерференционных максимумов описывается инвариантом пространственно-частотной структуры [8]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \beta \frac{\Delta r}{r}, \quad \beta = -\frac{dm_f}{dm_g}, \quad (10)$$

где $m_f = 1/c_f$ – фазовая, а $m_g = 1/c_g$ – групповая медленность, r – расстояние до источника. Из (10) следует, что при смещении приемника на расстояние Δr интерференционные максимумы сместятся по оси частот на величину $\Delta\omega$, пропорциональную ω , поскольку $\Delta\omega = \omega\beta\Delta r/r$. При этом на сонограмме широкополосного сигнала максимумы интерференции растянутся или сожмутся по частотной шкале в $1 + \beta(\Delta r/r)$ раз. Визуально на сонограмме частота–расстояние это проявляется в виде расходящихся прямых линий, на которых выполняются условия максимума или минимума интерференции. Таким образом, экспериментально установлено, что в результате интерференции акустического давления в волноводе мелкого моря устанавливаются области с регулярным распределением максимумов и минимумов интенсивности акустического поля. Естественно, что на регулярную, почти детерминированную структуру (10), налагается случайная компонента, обусловленная различными случайными процессами в мелком море. Из теоретических работ следует, что расположение максимумов и минимумов в интерференционном поле акустического давления зависит от распределения скорости звука по глубине, частоты (длины волны) и толщины волновода [13]. Никаких других особенностей акустических полей из работ [10–13] не следует.

В результате проведенных экспериментальных работ [3–5] выяснилось, что наблюдаемая нами регулярная интерференционная структура акустического давления по своим характеристикам такова же, как и в работах [10–13]. При исследовании энергетических характеристик акустического поля, вычисленных из взаимных характеристик акустического давления и трех ортогональных компонент колебательной скорости, было установлено, что на основе регулярной интерференционной структуры акустического давления образуется регулярная структура из четырех компонент поля $p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$, что приводит к возникновению вихрей вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности).

Данная работа посвящена исследованию вихревых свойств вектора акустической интенсивности в мелком море.

1. Методика измерений и условия эксперимента

Приведем результаты одного из экспериментов 2008 года. Исследования проводились с помощью приемных комбинированных систем в диапазоне частот 5–1000 Гц. Измерения колебательной скорости частиц среды проводились с помощью электродинамического приемника колебательной скорости. Комбинированный приемник находился в измерительном модуле нейтральной плавучести сигарообразной обтекаемой формы, расположенном на глубине 70 м. Оси x, y комбинированного приемника направлены в горизонтальной плоскости. Ось z – вертикальна и направлена от поверхности к дну. Расстояние между движущимся источником излучения и приемной системой во время экс-

перимента изменялось в пределах 1000–5000 м. Техника комбинированных векторных измерений и обработка данных описана в [6]. Схема постановки эксперимента приведена на рис. 1. В точке акустических измерений глубина места составляла 120 м. Притопленный поплавок (2, рис. 1) находился на глубине 55 м. В этом случае поверхностное волнение не влияло на устойчивую работу акустической системы. Во время эксперимента скорость ветра изменялась в пределах 5–7 м/с, наблюдалось развитое ветровое волнение. Зависимости скорости звука от глубины приведены на рис. 2, б. Время проведения исследований –

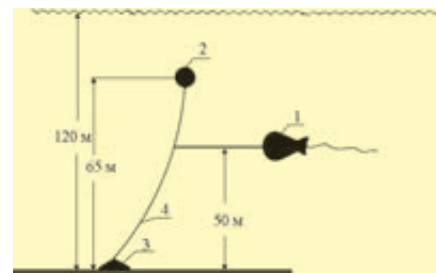


Рис. 1. Схема постановки измерительной комбинированной системы: 1 – измерительный модуль; 2 – притопленный буй; 3 – донный якорь; 4 – кабель-трос

октябрь. Постановка системы была осуществлена вблизи свала глубин. На рис. 2, а место постановки обозначено знаком Δ . Свал глубин обозначен темным тоном (е). Фотография приемного комбинированного модуля приведена на рис. 3.

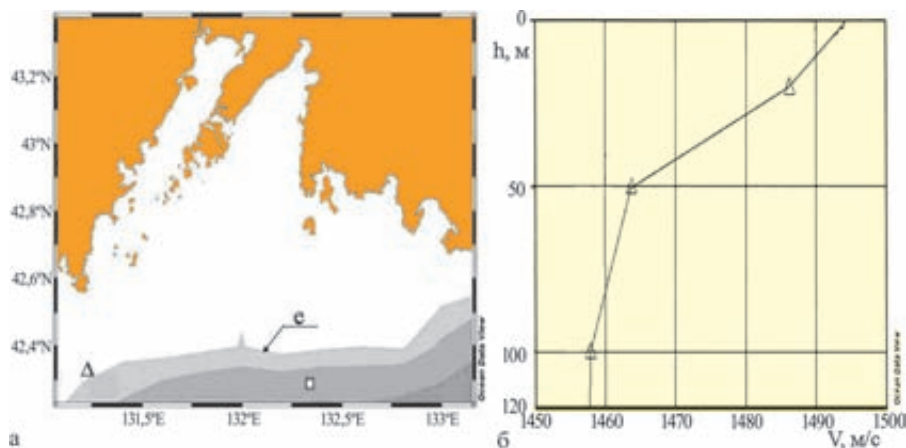


Рис. 2. Место постановки измерительной системы Δ (а) и зависимость скорости звука от глубины в точке измерения Δ (б)



Рис. 3. Восемиканальный приемный комбинированный модуль нейтральной плавучести. Японское море, бухта Витязь

В качестве широкополосного источника было использовано крупнотоннажное медленно движущееся судно, идущее с постоянной скоростью 1,5 м/с. Судно прошло мимо приемной системы с траверзным расстоянием 1000 м и удалилось от приемной системы на расстояние ~ 5000 м. Весь путь судна проходил в мелководной части акватории, т.е. до свала глубин. Глубины места, над которым двигалось судно, составляли от 100 м до 200 м. Дно представляет собой ровную поверхность с небольшим уклоном в сторону свала глубины. Таким образом, условия эксперимента соответствуют параметрам мелкого моря. Под волноводом мелкого моря понимается такая среда, в которой дно играет важнейшую роль в формировании акустического поля. Основной вклад в формирование акустического поля в исследуемом волноводе дают рефрагированные у поверхности лучи с последующим отражением от дна.

2. Результаты эксперимента

На рис. 4 приведены сонограммы прохода широкополосного источника относительно приемной системы в координатах частота–время (расстояние): а – спектральная плотность акустического давления $S_{p^2}(f,t)$; б – z-компонента спектральной плотности реальной части взаимного спектра $\text{Re}S_{pV_z}(f,t)$. Усреднение экспоненциальное. Время усреднения – 2,9 с. Полоса анализа – 2,15 Гц. Диапазон частот – 5–800 Гц. При $t \sim 1700$ с наблюдается траверз проходящего судна. Расстояние между приемником и источником на траверзе равно ~ 1000 м. Время 4000 с соответствует расстоянию от источника до при-

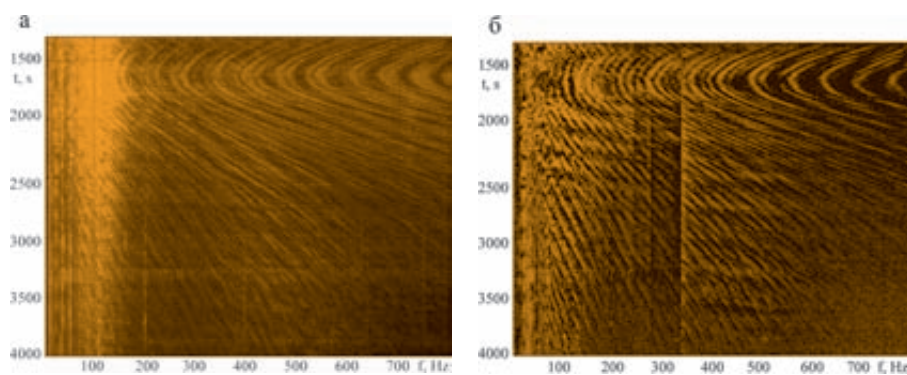


Рис. 4. Сонограммы движущегося широкополосного источника: а – спектральная плотность акустического давления $S_{p^2}(f,t)$; б – z-компонента спектральной плотности реальной части взаимного спектра $\text{Re}S_{pV_z}(f,t)$

емника ~ 5000 м. На сонограмме давления на частотах ниже ~ 150 Гц наблюдается мощная «засветка» от шума проходящего судна (рис. 4, а). На рис. 4, б «засветка» отсутствует, т.к. в вертикальный канал z комбинационного приемника горизонтальные лучи от источника не попадают.

Из рис. 4 следует, что в точке измерения движущийся источник создает регулярное, как от времени (расстояния), так и от частоты, интерференционное поле. Регулярность в спектре $S_{p^2}(f,t)$ наблюдается в полосе частот 20–800 Гц на всей исследуемой дистанции. Полученная нами сонограмма $S_{p^2}(f,t)$ в основном соответствует результатам эксперимента, описанного в [10–12]. На сонограмме $S_{p^2}(f,t)$ широкие темные и тонкие светлые полосы соответствуют максимальным и минимальным значениям потенциальной энергии акустического давления в интерференционном поле. Однако на сонограмме $\text{Re}S_{pV_z}(f,t)$ темное поле означает, что вертикальная z-компонента плотности потока энергии имеет направление от поверхности к дну, светлое поле соответствует противоположному направлению – от дна к поверхности. Таким образом, сонограммы рис. 4, б не только указывают на суще-

ствование регулярности распределения энергии акустического поля на глубине измерений, но и содержат новую информацию о поле – вертикальная z-компонента вектора плотности потока энергии изменяет направление распространения, отличающееся на $\pm 180^\circ$. Обращает на себя внимание, что в отличие от сонограммы рис. 4, а на сонограмме 4, б темные и светлые полосы примерно одинаковой ширины. Минимумы (светлые полосы) $S_{p^2}(f,t)$ (рис. 4, а) находятся между соответствующими светлыми и темными линиями $\text{Re}S_{pV_z}(f,t)$ на рис. 4, б, но максимумы (темные полосы) $S_{p^2}(f,t)$ соответствуют светлым или темным полосам $\text{Re}S_{pV_z}(f,t)$. Сонограммы горизонтальных компонент плотности потока энергии $\text{Re}S_{pV_x}(f,t)$ и $\text{Re}S_{pV_y}(f,t)$ в работе не приводятся, поскольку они не обладают подобными особенностями и указывают на устойчивый перенос акустической энергии от источника в горизонтальном направлении.

На рис. 5, 6 приведены «разрезы» сонограмм (рис. 4) на частоте $f_0=111$ Гц на интервале времени 1300–4000 с. Полоса анализа равна $\Delta f=6$ Гц. Усреднение линейное, время усреднения $\Delta t=10$ с. Из рис. 5, а следует, что $S_{p^2}(f_0,t)$ имеет регулярную интерференционную

структуру от времени и частоты, как это было показано ранее многими авторами [10–12]. Реальная часть взаимного спектра $\text{Re}S_{pv_z}(f_0, t)$ имеет вид почти периодической зависимости переноса энергии в вертикальной плоскости от времени на протяжении всей временной реализации (рис. 5, б)

На рис. 5, б приняты следующие обозначения. Выражение «+» дБ соответствует положительным значениям z-компоненты (в этом случае направление оси z и движение энергии совпадают) плотности потока энергии, направленной вниз (ко дну); «-» дБ – соответствует движению энергии от дна к поверхности, т.е. против оси z.

Из рис. 5, б следует, что вертикальная компонента вектора плотности потока акустической энергии с почти периодической закономерностью меняет от времени (расстояния) свое направление на $\pm 180^\circ$. При этом относительные минимумы интерференционного поля давления соответствуют смене направления переноса энергии в вертикальной плоскости. Разности фаз $\Delta\varphi_z(t)$ между акустическим давлением $p(t)$ и вертикальной компонентой колебательной скорости $V_z(t)$ соответственно равны: $\Delta\varphi_z(f_0, t) \approx 0^\circ$ в случае движения энергии от поверхности к дну и $\Delta\varphi_z(f_0, t) = \pm 180^\circ$ при движении энергии от дна к поверхности. В тех точках, в которых наблюдается относительный минимум акустического давления $S_{p_z}(f_0, t)$ и изменение знака $\text{Re}S_{pv_z}(f_0, t)$, $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ становится неустойчивой (рис. 5, в). В горизонтальной плоскости xOy наблюдается устойчивый перенос энергии от источника к приемнику (рис. 6). Широкополосный источник при своем

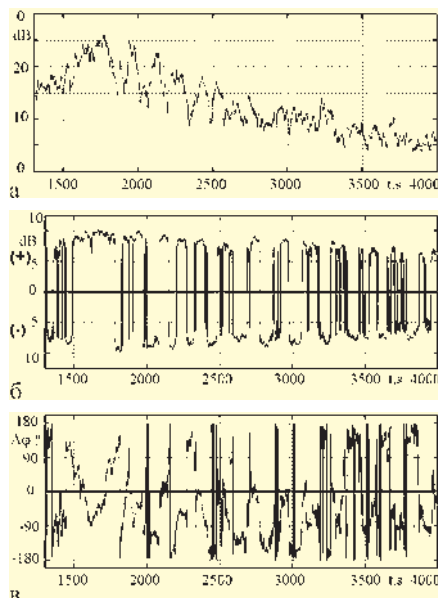


Рис. 5. Зависимость от времени (расстояния): а – $S_{p_z}(f_0, t)$ – спектральная плотность акустического давления; б – z-компонента спектральной плотности реальной части взаимного спектра $\text{Re}S_{pv_z}(f_0, t)$; в – разность фаз $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ между акустическим давлением и z-компонентой колебательной скорости. $f_0 = 111$ Гц, усреднение линейное, полоса анализа $Df = 6$ Гц, время усреднения 10 с

движении вначале находился в четвертой четверти координат xOy (при $t < 1600$ с), затем переместился в первую четверть (при $t > 1600$ с). Изменение знака $\text{Re}S_{pv_y}(f_0, t)$ с «+» на «-» (рис. 6, в) при $t \sim 1600$ с связано с переходом источника излучения через минимум дипольной диаграммы направленности оси y с «+» на «-». Это приводит к тому, что при $t > 1600$ с разность фаз $\Delta\varphi_x(f_0, t)$ и $\Delta\varphi_y(f_0, t)$ равна 180° и компоненты $\text{Re}S_{pv_x}(f_0, t)$ и $\text{Re}S_{pv_y}(f_0, t)$ имеют знак «-» дБ. Горизонтальные компоненты $\text{Re}S_{pv_x}(f_0, t)$ и $\text{Re}S_{pv_y}(f_0, t)$ при смене знака $\text{Re}S_{pv_z}(f_0, t)$ могут изменяться на величину ~ 5 дБ, но своего направления не меняют. Разности фаз $\Delta\varphi_x(f_0, t)$ и $\Delta\varphi_y(f_0, t)$ (при $t < 1600$ с) в отличие от $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ стабильны (рис. 6, б, г).

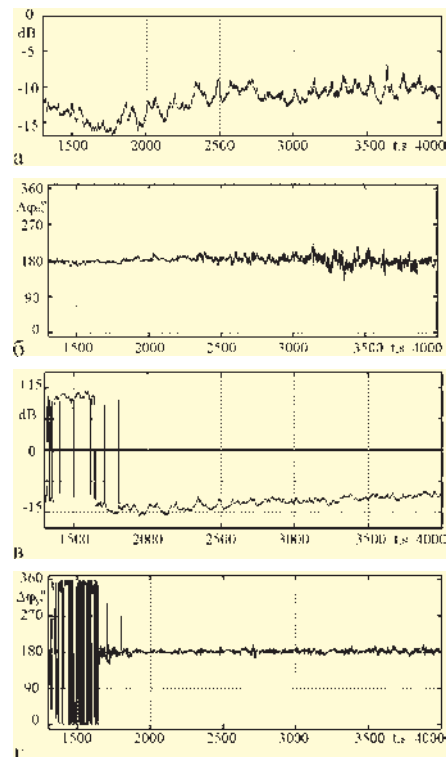


Рис. 6. Зависимость от времени (расстояния): а – $\text{Re}S_{pv_x}(f_0, t)$; б – $\Delta\varphi_x(f_0, t)$; в – $\text{Re}S_{pv_y}(f_0, t)$; г – $\Delta\varphi_y(f_0, t)$. Условия обработки те же, что и на рис. 5

3. Обсуждение результатов

3.1. Крупномасштабная завихренность вектора интенсивности

Рассмотрим более подробно свойства интерференционного поля на частоте $f_0 = 111$ Гц в зависимости от времени (расстояния) (рис. 7–16). На рис. 7 представлены: а – спектральная плотность акустического давления $S_{p_z}(f_0, t)$; б – разность фаз $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ взаимного спектра $S_{pv_z}(f_0, t)$; в – z-компонента спектральной плотности реальной части взаимного спектра $\text{Re}S_{pv_z}(f_0, t)$; рис. 8 – полярный угол $\theta(f_0, t)$ вектора интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$; рис. 9 – нормированные x- и y-компоненты ротора. Выбранные реализации соответствуют отрезку времени 2100–2450 с на сонограмме рис. 4. Данный отрезок време-

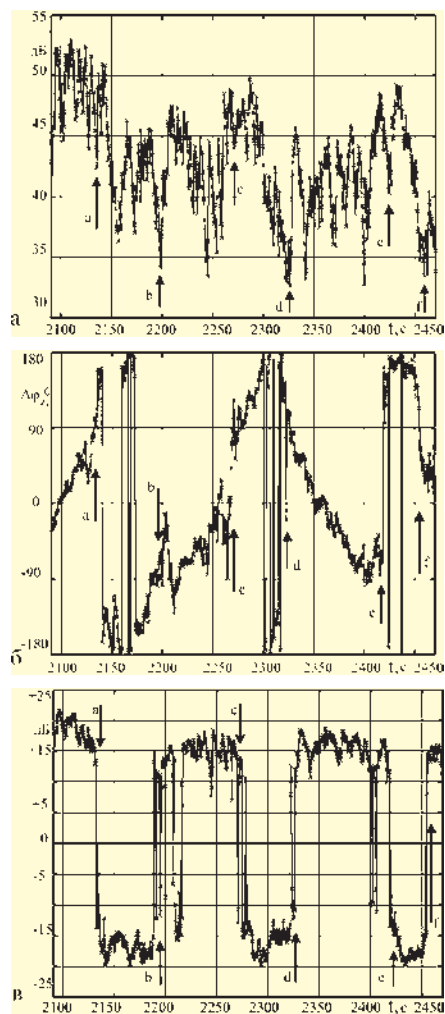


Рис. 7. Зависимость от времени: а – $S_{p_2}(f_0, t)$ – спектральная плотность акустического давления; б – разность фаз $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ между акустическим давлением и z-компонентой колебательной скорости; в – $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ – z-компонента спектральной плотности акустической интенсивности; $f_0 = 111$ Гц. Усредненные экспоненциальное, полоса анализа $Df = 2,15$ Гц, время усреднения 2,9 с

ни соответствует интервалу расстояния 1200–1725 м между источником и приемником.

По сравнению с рис. 5, 6 полоса анализа уменьшена до $Df = 2,15$ Гц, время усреднения 2,9 с. Это сделано для того, чтобы на рис. 7–9 были видны не только крупномасштабные, но и локальные вихри.

Покажем, что существует фундаментальная связь между представленными на рис. 5–9 характеристиками акустического поля. Акустическое дав-

ление (рис. 7, а) флуктуирует в результате многолучевой интерференции. Глубина интерференционных минимумов акустического давления относительно соседних интерференционных максимумов достигает величин от -5 до -15 дБ. Обозначим особые точки как а, б, с, d, e, f, в которых $S_{p_2}(f_0, t)$ достигает своих относительных минимальных значений. В окрестности этих точек z-компонента плотности потока энергии $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ меняет свое направление на $\pm 180^\circ$ (рис. 7, в). В точках а, с, e направление течения энергии изменяется от «поверхность-дно» на «дно-поверхность». Разность фаз $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ в окрестности точек а, с, e испытывает «скачок» (рис. 7, б) на угол примерно 180° , что и должно быть при смене направления движения энергии на противоположное [6]. Ориентация в вертикальной плоскости вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности) $\vec{I}(f_0, t)$ определяется полярным углом $\theta(f_0, t)$. В точках а, с, e вектор интенсивности проходит без особенностей через значение $q = 90^\circ$ (рис. 8). Отметим, что при $q = 90^\circ$ вектор интенсивности $\vec{I}\{S_{PV_x}, S_{PV_y}, S_{PV_z}\}$ лежит в горизонтальной плоскости xOy, т.е. в окрестности точек а, с, e, z-компонента потока энергии равна нулю ($\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t) = 0$).

В точках б, d, f происходит изменение направлений движения энергии «дно-поверхность» на «поверхность-дно». В окрестности точек б, d, f разность фаз $\Delta\varphi_z(f_0, t) \approx 0^\circ$, что соответствует совпадению направления вектора интенсивности с положительным направлением оси z, поскольку энергия течет в направлении «поверхность-дно». В окрестности этих точек угол

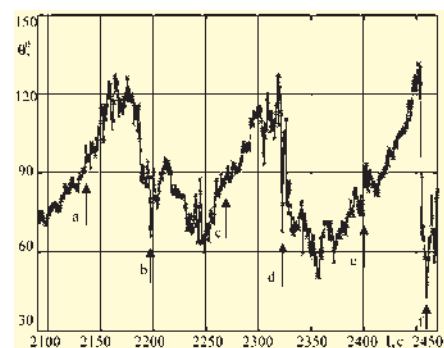


Рис. 8. $\theta(f_0, t)$ – полярный угол вектора интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$

$q(f_0, t)$ испытывает «разрыв» (рис. 8). Из рис. 8 следует, что на протяжении всей реализации вектор интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$ меняет свое направление относительно горизонтальной плоскости. Причем при смене знака $\text{Re}S_{PV_z}$ с «+» на «-» вектор $\vec{I}(f_0, t)$ вращается без особенностей (непрерывно) (точки а, с, e). При смене знака $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ с «-» на «+» происходит «скачок» $q(f_0, t)$, и вектор $\vec{I}(f_0, t)$ «скачком» меняет свое направление (точки б, d, f). Проведенный анализ на основе величин $S_{p_2}(f_0, t)$, $\Delta\varphi_z(f_0, t)$, $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$, $q(f_0, t)$ показывает, что относительные интерференционные минимумы акустического давления $S_{p_2}(f_0, t)$ (точки а, б, с, d, e, f) разделяют области пространства волновода мелкого моря, в которых в вертикальной плоскости волновода устанавливается устойчивая структура противоположно направленных потоков энергии. В результате в волноводе мелкого моря возникают в вертикальной плоскости вихри вектора интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$, описанные в [1, 2]. Отметим, что при смене направлений $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ в окрестности точек б, с, d, e возникают флуктуации относительно нулевого значения $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$; в этих точках наблюдаются ми-

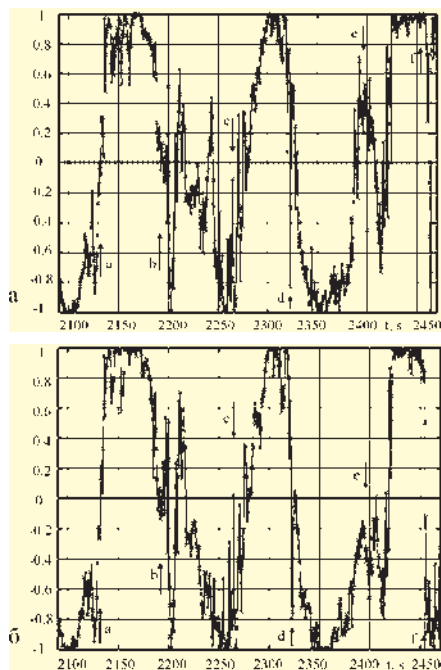


Рис. 9. Зависимость от времени (расстояния) нормированных значений: а – $rot_x(f_0, t)$, б – $rot_y(f_0, t)$. Усреднение экспоненциальное, полоса анализа $Df = 2,15$ Гц, время усреднения 2,9 с

нимальные значения $S_{p_2}(f_0, t)$, разность фаз $Re S_{p_{V_z}}(f_0, t)$ терпит разрыв и наблюдаются флуктуации $Im S_{p_{V_z}}(f_0, t)$ вблизи нуля (данная реализация в работе не приводится). Все эти данные есть признаки существования центра вихря интенсивности.

Используя полученные из эксперимента данные, вычислим компоненты $rot \vec{I}(t)$ вектора интенсивности согласно формуле (5). Разности фаз $(\varphi_y - \varphi_z)$, $(\varphi_x - \varphi_z)$, $(\varphi_y - \varphi_x)$ вычислялись из взаимных спектров компонент колебательной скорости $S_{V_y V_z}(f_0, t)$, $S_{V_x V_z}(f_0, t)$, $S_{V_y V_x}(f_0, t)$.

На рис. 9 приведены зависимости от времени нормированных компонент $rot_x(f_0, t)$ и $rot_y(f_0, t)$. Компонента $rot_z(f_0, t)$ флуктуирует вблизи нуля и в данной работе не приводится. Из рис. 9 следует, что зависимости $rot_x(f_0, t)$ и $rot_y(f_0, t)$ практически идентичны и в основ-

ном они отражают характер крупномасштабной структуры $Re S_{p_{V_z}}(f_0, t)$, изображенной на рис. 5, б и 7, в. Таким образом, завихренность крупномасштабной структуры периодически изменяет знак на всем протяжении регистрации сигнала от широкополосного источника.

3.2. Локальные вихри вектора интенсивности

На фоне крупномасштабной структуры видны кратковременные флуктуации x- и y-компонент ротора вектора интенсивности, связанные со скачкообразным изменением крупномасштабной завихренности (рис. 9). Рассмотрим характеристики поля $\Delta\varphi_z(f_0, t)$, $\Gamma_{p_{V_z}}(f_0, t)$, $\Gamma_{p_{V_x}}(f_0, t)$ и $\theta(f_0, t)$ на временном интервале флуктуации, отмеченной стрелкой **d** (рис. 7–9). Длительность временного отрезка равна 1,5 с.

На рис. 10 приведены: а – разность фаз $\Delta\varphi_z(f_0, t)$; б – реальная часть z-компоненты функции когерентности $Re \Gamma_{p_{V_z}}(f_0, t)$; в – реальная часть x-компоненты $Re \Gamma_{p_{V_x}}(f_0, t)$; г – полярный угол вектора интенсивности $\theta(f_0, t)$. Усреднение линейное, время усреднения 150 мс. Характеристики рассчитывались по преобразованию Гильберта. На рис. 10 границей флуктуации **d** являются точки **k** и **p**, обозначенные стрелками. Вне границ (до точки **k** и после точки **p**) поведение этих функций отличается тем, что: 1) $\Delta\varphi_z(f_0, t)$ изменяется в пределах $0^\circ - 180^\circ$; 2) $Re \Gamma_{p_{V_z}}(f_0, t)$ несколько раз меняет знак, т.е. потоки энергии «сверху-вниз» и «снизу-вверх» меняют друг

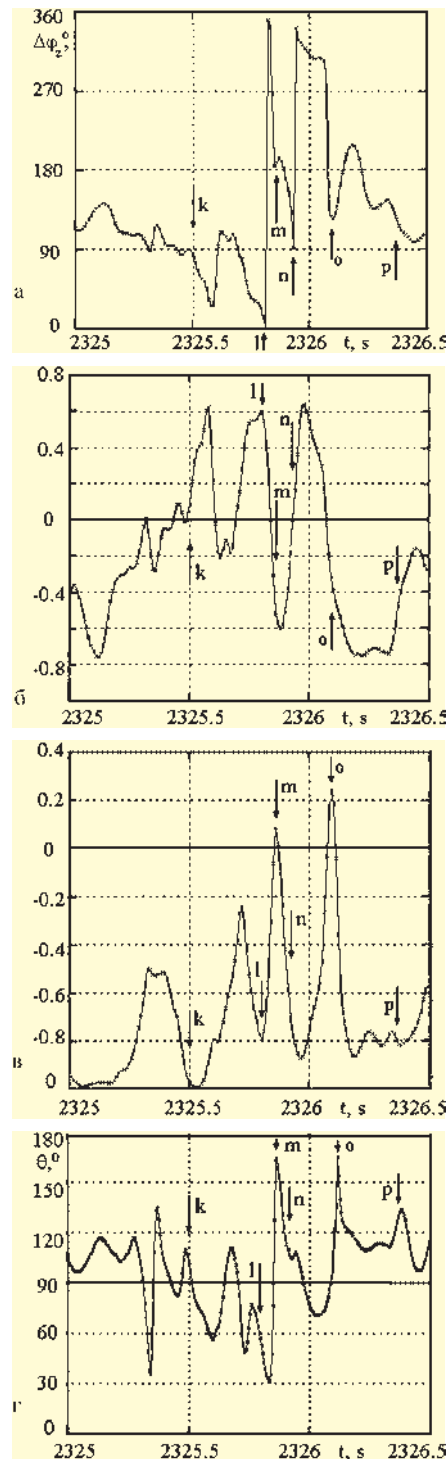


Рис. 10. Структура локальной флуктуации **d**: а – $\Delta\varphi_z(f_0, t)$; б – $Re \Gamma_{p_{V_z}}(f_0, t)$; в – $Re \Gamma_{p_{V_x}}(f_0, t)$; г – полярный угол $\theta(f_0, t)$ вектора интенсивности. Время усреднения 150 мс. Усреднение линейное

друга в вертикальной плоскости; 3) $Re \Gamma_{p_{V_x}}(f_0, t)$ меняет направление движения энергии в горизонтальной плоскости вдоль оси x на противоположное тому, что вне флуктуации

(точки **м** и **о**). На рис. 10 функция $\text{Re}\Gamma_{PV_y}(f_0, t)$ не приводится, т.к. она идентична $\text{Re}\Gamma_{PV_x}(f_0, t)$; 4) в окрестности флуктуаций **d** полярный угол $\theta(f_0, t)$ изменяется в пределах $110^\circ\text{--}120^\circ$ (рис. 8). Вне флуктуации до **к** и после **р** на рис. 10, θ он изменяется примерно в тех же пределах, но внутри флуктуации на временном интервале **к-р**, равном ~ 1.0 с, полярный угол изменяется в пределах $30^\circ\text{--}180^\circ$. Например, в точке **о** происходит скачок $\Delta\varphi_2$ на 180° , при этом все характеристики В, С, D реагируют синфазно на этот скачок разности фаз $\Delta\varphi_2$: $\text{Re}\Gamma_{PV_z}(f_0, t)$ становится отрицательной, т.е. энергия течет «снизу вверх»; $\text{Re}\Gamma_{PV_x}(f_0, t)$ меняет знак с «-» на «+», т.е. энергия течет против оси x ; $\theta(f_0, t)$ достигает значения угла, равного почти 180° , что указывает на преимущественный перенос энергии в вертикальной плоскости; в это время перенос энергии в горизонтальной плоскости в течение нескольких миллисекунд переносится в сторону источника. Из рис. 10 следует вывод, что в области флуктуации **d** в течение времени ~ 1000 мс наблюдается смена движения энергии в вертикальной плоскости на противоположное. Учитывая факт, что данная флуктуация находится в области, в которой $S_{p^2}(f_0, t)$ имеет относительный минимум, можно сделать вывод, что в данной области существует локальный вихрь.

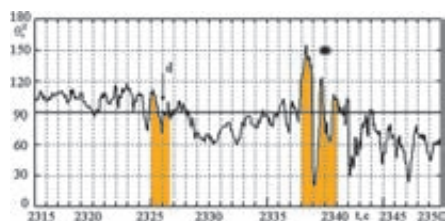


Рис. 11. Полярный угол $\theta(f_0, t)$. Время усреднения 500мс. Усреднение линейное

Если принять за длительность флуктуации ~ 1 с, что соответствует расстоянию $\sim 1,5$ м, то при $f_0 = 100$ Гц и $l = 13,6$ м линейный размер флуктуации **d** составит порядка $0,1l$. Это расстояние соответствует расстоянию в локальном вихре между центром вихря и его седловой точкой [2]. Таким образом, кратковременные флуктуации, наблюдаемые на крупномасштабной завихренности, являются локальными вихрями вектора интенсивности.

На рис. 11 на временном интервале длительностью 35 с представлен полярный угол $\theta(f_0, t)$ в области, в которой находится флуктуация **d** и переход крупномасштабной завихренности из положения $\text{rot}_{x,y}\vec{I} > 0$ в положение $\text{rot}_{x,y}\vec{I} < 0$ (рис. 9). Переход на рис. 11 обозначен звездочкой.

В области флуктуации **d** полярный угол флуктурует вблизи 90° (при $q = 90^\circ$ вертикальная компонента $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t) = 0$). Угол флуктуации $\theta(f_0, t)$ составляет $\sim 30^\circ$. При переходе $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ с «-» на «+» (интервал 2338–2341 с) угол флуктуации $\theta(f_0, t) \approx 120^\circ$, продолжительность флуктуации ~ 3 с. После смены знака $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ (интервал времени 2340–2350 с) $\theta(f_0, t)$ также испытывает значительные флуктуации, что указывает на существование локальных вихрей в этом интервале.

На рис. 5–9, 11 приведены результаты статистической обработки при временных усреднениях 10 с и 2,9 с. При этих временах усреднения изменение знака $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$, связанное с крупномасштабной завихренностью, коррелирует с положением относительного минимума $S_{p^2}(f_0, t)$ и скачками фазы $\Delta\varphi_2(f_0, t)$. Однако рассмотрение локальных вихрей не-

обходимо проводить при временах усреднения менее чем 1 с (рис. 10).

Статистический анализ показывает, что при меньших временах усреднения крупномасштабная завихренность в области изменения знака $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ распадается на группы локальных вихрей. На рис. 12–15 приведены $S_{p^2}(f_0, t)$, $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$, $\Delta\varphi_2(f_0, t)$, $S_{V^2}(f_0, t)$ для различных времен усреднения: 500 мс, 300 мс, 150 мс, 50 мс. Рассматривается временной интервал 2324–2332 с, область флуктуации **d** затемнена. При уменьшении времени усреднения на фоне крупномасштабной интерференции $S_{p^2}(f_0, t)$ (рис. 12, а) начинают проявляться элементы мелкомасштабной интерференции (рис.15, а), которым соответствуют дополнительные изменения знака $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ на рис. 12–15, б и соответствующие им скачки разности фаз $\Delta\varphi_2(f_0, t)$. Если флуктуация **d** на-

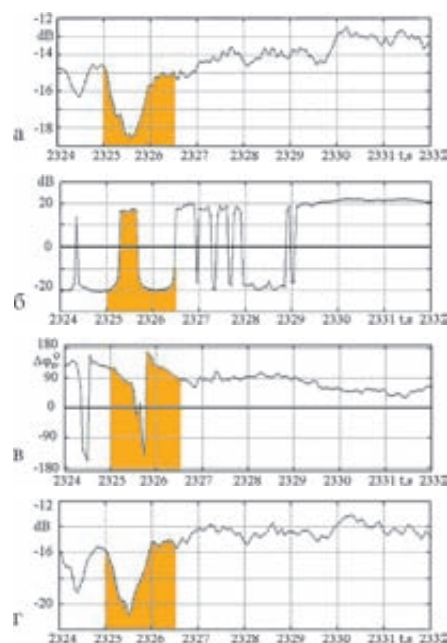


Рис. 12. а – $S_{p^2}(f_0, t)$; б – $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$; в – $\Delta\varphi_2(f_0, t)$; г – $S_{V^2}(f_0, t)$. Время усреднения 500мс

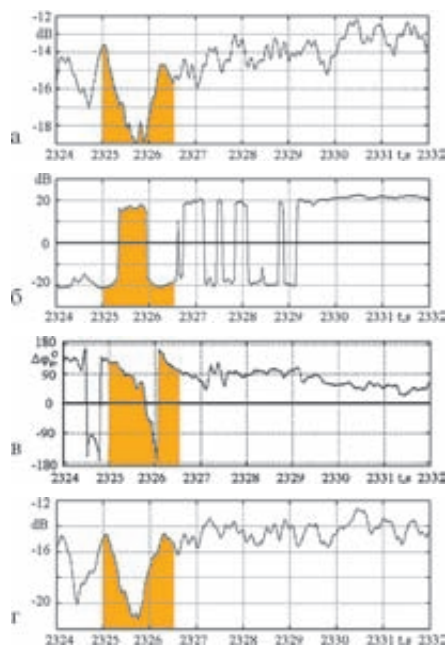


Рис. 13. а – $S_{p_2}(f_0, t)$; б – $\text{Re}S_{pv_2}(f_0, t)$; в – $\Delta\varphi_z(f_0, t)$; г – $S_{v_2}(f_0, t)$.
Время усреднения 300 мс

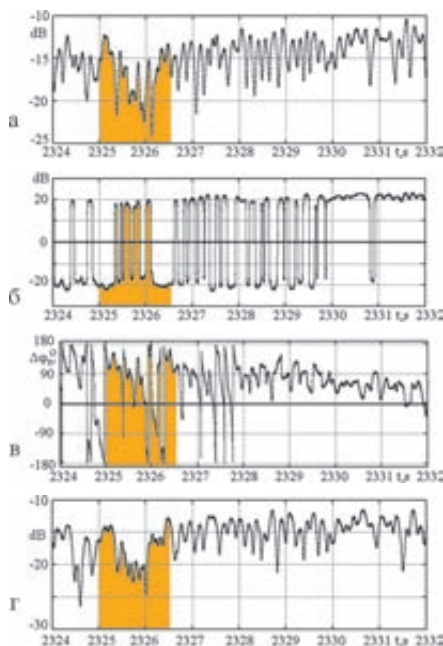


Рис. 15. а – $S_{p_2}(f_0, t)$; б – $\text{Re}S_{pv_2}(f_0, t)$; в – $\Delta\varphi_z(f_0, t)$; г – $S_{v_2}(f_0, t)$.
Время усреднения 50 мс

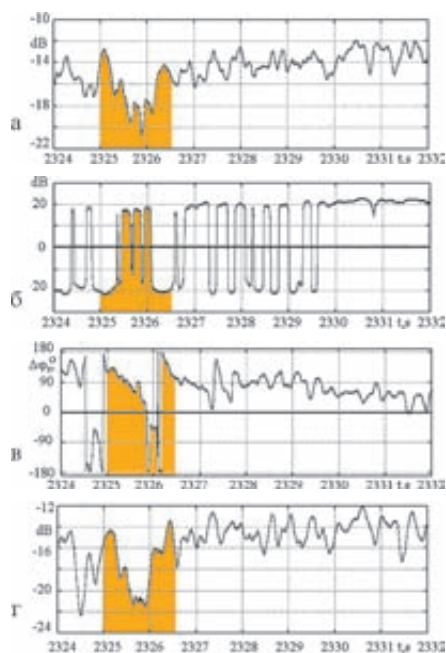


Рис. 14. а – $S_{p_2}(f_0, t)$; б – $\text{Re}S_{pv_2}(f_0, t)$; в – $\Delta\varphi_z(f_0, t)$; г – $S_{v_2}(f_0, t)$.
Время усреднения 150 мс

блюдается и при времени усреднения, равном 2,9 с (рис. 9), которой соответствует относительный минимум $S_{p_2}(f_0, t)$ (выделено темным фоном на рис. 12–15, б), то появившиеся локальные вихри (на интер-

вале 2326,5–2330 с) наиболее ясно проявляются при времени усреднения, равном 50 мс (рис. 15).

3.3. Вероятностные характеристики крупномасштабной завихренности

Для крупномасштабной структуры завихренности (формула (5) и рис. 9) строились гистограммы распределения вероятности для нормированных компонент ротора вектора интенсивности $\text{rot}_x \vec{I}(f_0, t)$, $\text{rot}_y \vec{I}(f_0, t)$, $\text{rot}_z \vec{I}(f_0, t)$. Время накопления гистограмм равно длине реализаций – 350 с.

На рис. 16 представлены гистограммы плотности вероятности r_z, r_x, r_y для случайных нормированных компонент ротора вектора интенсивности $\text{rot}_z \vec{I}(f_0, t)$, $\text{rot}_x \vec{I}(f_0, t)$, $\text{rot}_y \vec{I}(f_0, t)$ соответственно.

Среднее значение z-компоненты мало и равно $\langle \text{rot}_z \vec{I}(f_0) \rangle =$

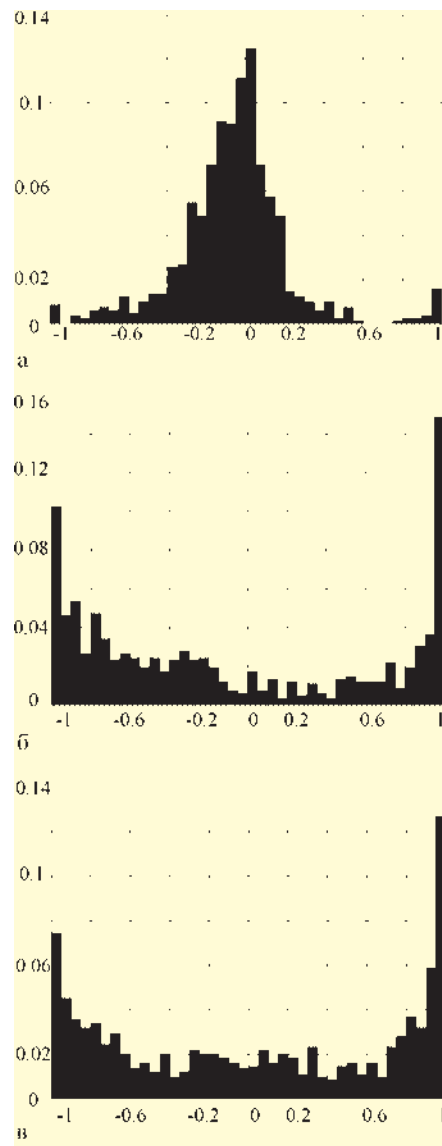


Рис. 16. Гистограммы распределения плотности вероятностей r_z, r_x, r_y нормированных значений случайных величин: а – $\text{rot}_z \vec{I}(f_0, t)$; б – $\text{rot}_x \vec{I}(f_0, t)$, в – $\text{rot}_y \vec{I}(f_0, t)$.
Время накопления гистограмм ~ 350 с

$= -0,06$ со среднеквадратичным отклонением $s = \pm 0,24$, что соответствует интервалу углов разности фаз $0^\circ - 14^\circ < (\varphi_y - \varphi_x) < 0^\circ + 14^\circ$. Разность фаз $(\varphi_y - \varphi_x) = \pm 14^\circ$ следует считать как погрешность эксперимента. Таким образом, в горизонтальной плоскости xOy на интервале расстояний 1200–1725 м от одиночного источника излучения крупномасштабных вихрей век-

Вероятности интервалов крупномасштабной завихренности

Интервал	P_x	P_y
-0,25 ÷ +0,25	0,12	0,18
-1,0 ÷ -0,25	0,52	0,40
+0,25 ÷ +1,0	0,36	0,42
$\sum P_{x,y}$	0,88	0,82

тора плотности потока энергии (вектора интенсивности) не существует. В вертикальных плоскостях xOz и yOz гистограммы r_x и r_y имеют другой вид распределения, в них наибольшая плотность вероятности соответствует значениям $\text{rot}_x \vec{I}(f_0) \approx \pm 1$ и $\text{rot}_y \vec{I}(f_0) \approx \pm 1$. Разделим интервал (-1,0; +1,0) на три интервала: центральный интервал (-0,25; +0,25) и два крайних интервала (-1,0; -0,25); (+0,25; +1,0). Найдем вероятности $P_{x,y}$ для каждого интервала и для суммы $\sum P_{x,y}$ только конечных интервалов (см. таблицу). Из таблицы и рис. 16 следует, что вероятности P_x и P_y крупномасштабной завихренности в концевых интервалах значительно превышают плотность вероятности центрального интервала. Величина суммарной вероятности $\sum P_{x,y}$ для каждой из компонент ротора близка к единице. Различные знаки величин $\text{rot}_x \vec{I} = \pm 1$ и $\text{rot}_y \vec{I} = \pm 1$ указывают на существование вихрей противоположной направленности.

ВЫВОДЫ

В волноводе мелкого моря обнаружен вихревой характер поля вектора акустической интенсивности на расстояниях до 5000 м от источника излучения. Обнаруженное явление есть

результат разностно-фазовых соотношений между четырьмя компонентами поля $p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ и является фундаментальным свойством акустического поля, присущим интерференционным полям. В статье на примере тонального сигнала $f_0 = 111$ Гц показано, что крупномасштабная структура завихренности связана с регулярной интерференционной структурой поля акустического давления и обладает почти периодической зависимостью от расстояния. Горизонтальная протяженность одного цикла крупномасштабной завихренности равна ~ 120–140 м при глубине 120 м. На фоне крупномасштабной завихренности наблюдаются локальные вихри, связанные с интерференционным полем меньшего масштаба. Линейные размеры локальных вихрей составляют ~0,1λ. В вертикальной плоскости, проходящей через источник и приемник, ротор акустической интенсивности имеет отличные от нуля горизонтальные x- и y-компоненты для крупномасштабной завихренности. Среднее значение z-компоненты ротора равно нулю. Вихревые структуры возможно обнаружить только векторно-фазовыми комбинированными приемными системами. Данное явление носит универсальный характер и существенно меняет представление о физических процессах, связанных с переносом энергии в мелком море [9], и должно приниматься во внимание при решении фундаментальных и прикладных проблем подводной акустики.

Исследования проведены при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт 14.740.11.0139).

ЛИТЕРАТУРА

1. Mann J.A., Tichy J., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, No. 4. P. 17–30.
2. Жуков А.Н., Иванников А.Н., Кравченко Д.И., Павлов В.И. Особенности тонкой энергетической структуры звукового поля // Акуст. журн. 1989. Т. 34, № 14. С. 634–638.
3. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного совета РАН по акустике. Т. 2. М.: ГЕОС, 2010. С. 248–251.
4. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Вихри акустической интенсивности в мелком море [Электронный ресурс] // Электронный журнал «Техническая акустика». 2010. № 12. URL: <http://ejta.org>.
5. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С., Черкасов А.В. Вихревой перенос акустической энергии в мелком море // Акустика океана: докл. XIII шк.-сем. им. акад. Л.Б. Бреховских, совмещ. с XXIII сессией РАО. М.: ГЕОС, 2011. С. 94–97.
6. Shchurov V.A. Vector acoustics of the ocean. Vladivostok: Dalnauka, 2006. 296 p.
7. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихри акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
8. Shchurov V. Comparison of the Vorticity of Acoustic Intensity Vector at 23 Hz and 110 Hz Frequencies in the Shallow Sea // Applied Physics Research. Canadian Center of Science and Education. 2011. Vol. 3, No. 2. P. 179–189.
9. 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
10. Малкина И.Г., Шевцов В.П. Исследование стабильности интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1989. Т. 35, №5. С. 870–876.
11. Буренков С.В., Дзенис Н.Л., Кишко А.В., Ривелис Е.А. Исследование интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 3. С. 395–397.
12. Weston D.E., Stevens K.J. Interference of wide-band sound in shallow water // J. Sound Vib. 1972. Vol. 21, Issue 1. P. 57–64.
13. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана / под ред. Л.М. Бреховских. М.: Наука, 1982. С. 71–91.