

ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ МЕЛКОГО МОРЯ

В.А. Щуров, Е.С. Ткаченко, А.С. Ляшков, С.Г. Щеглов

Исследуется поле комплексного вектора акустической интенсивности движущегося тонального низкочастотного источника в регулярном волноводе мелкого моря. Рассмотрены явления: дислокации фазового фронта, особые точки, вихрь акустической интенсивности и механизм его устойчивости, момент импульса вихря, ротор вихря. Установлена величина соотношения сигнал–помеха, при которой в когерентном поле возможно появление дислокации фазового фронта и вихря в дальнем поле источника сигнала.

Ключевые слова: вектор акустической интенсивности, вихрь вектора акустической интенсивности, механизм устойчивости вихря, собственный момент импульса вихря, функции нормированной когерентности

Введение

Вихревое движение энергии есть универсальное свойство природы, от галактических вихревых скоплений звезд до вихревого переноса энергии электромагнитного поля и аэро-гидродинамических явлений в сплошной среде. Гидродинамические вихри в основном обусловлены вязкостью среды. Вихри акустического поля есть результат интерференционного процесса периодического движения частиц упругой сплошной среды. Акустическое поле в волноводе мелкого моря обладает рядом явлений, которые к настоящему времени требуют более детальных исследований. В особенности это относится к вихревому переносу акустической энергии, связанному со степенью когерентности акустического поля. Наблюдаются аналогичные явления и в электромагнитных полях оптического диапазона, связанные с обращением волнового фронта в области дислокаций.

Дислокации поверхности волнового фронта есть физическое явление возникновения фазового дефекта в монохроматических электромагнитных полях оптического диапазона и в акустических полях в упругой сплошной среде. Впервые дислокации («нули поля») были обнаружены в когерентном электромагнитном поле оптического диапазона в связи с проблемой повышения мощности оптического излучения [1, 2]. Теоретически предсказано возникновение дислокаций

в акустическом волноводе мелкого моря в дальнем поле тонального низкочастотного источника, в которых акустическое давление имеет относительный минимум и скачок фазы, равный $\pm 2\pi$ [3, 4]. Экспериментально данное явление было обнаружено в 2008 г. [5, 6]. При движении акустической энергии в области дислокации возникает обращение волнового фронта, образуя вихрь вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности). Таким образом, дислокация фазового фронта и вихрь вектора акустической интенсивности являются взаимосвязанными физическими явлениями, т.е. дефект фазового фронта в акустическом монохроматическом (тональном) поле порождает вихрь [2].

В данной работе впервые на основе эксперимента в реальном волноводе мелкого моря исследуется спектрально-фазовая структура поля в области дефекта фазового фронта и вихря.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В волноводе постоянной глубины (~30 м) на глубине 15 м располагалась четырехканальная приемная комбинированная система. Оси декартовой системы координат $0x$ и $0y$ приемника располагались в горизонтальной плоскости; ось $+0z$ направлена вертикально к дну волновода. Излучающее судно двигалось по

прямой со скоростью 1.5 м/с к приемной системе по направлению оси +0х. Частота тонального излучения – (88 ± 1) Гц, длина волны $\lambda \approx 15.2$ м при скорости звука равной 1520 м/с. Длительность протяжки составила ~ 1300 с. В точке $t = 0$ расстояние между излучателем и приемником составляет $r \sim 2000$ м, в точке $t = 1300$ с $r \approx 350$ м. Скорость звука не зависит от глубины [7].

2. АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА

Рассматривается поле вектора акустической интенсивности (вектора Умова) в точке расположения приемной системы в вертикальной плоскости х0z волновода. В эксперименте одновременно регистрировались акустическое давление $p(t)$ и компоненты вектора колебательной скорости $V(t)\{V_x, V_y, V_z\}$. Исследуются следующие функции времени t и расстояния r между приемником и излучателем: $S_{p^2}(t)$, $\text{Re}pV_i^*(t)$, $\text{Im}pV_i^*(t)$, $\text{Re}\Gamma_i(t)$, $\text{Im}\Gamma_i(t)$, $\Delta\varphi_{pV_i}(t)$, $\Delta\varphi_{V_iV_j}(t)$, $\text{rot}_y I_{zx}(t)$, где $i, j = x, y, z$. Переменные t и r равносильны. Амплитудно-фазовая структура акустического поля движущегося сигнала представлена на рис. 1 и 2.

На рис. 1 представлены характеристики $S_{p^2}(t)$, $\text{Re}\Gamma_x(t)$, $\text{Re}\Gamma_z(t)$. Время протяжки 1300 с: А – спектральная плотность мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$, Б, В – реальные части х-, z-компонент нормированной функции когерентности $\text{Re}\Gamma_i(t)$, ($i = x, z$). Время усреднения – 5 с. Цифра «1» на рис. 1 указывает на положение исследуемого вихря.

Вид кривой $S_{p^2}(t)$ определяется межмодовой интерференцией сигнала и нарастающим подводным шумом приближающегося судна. Нормированная когерентность в горизонтальной плоскости $\text{Re}\Gamma_x(t)$ испытывает значительные флуктуации и не достигает 0.5 на временном интервале 0–400 с; на интервале 400–1300 с происходит рост уровня когерентности от 0.5 до $\sim +1.0$ соответственно с ростом уровня $S_{p^2}(t)$ (рис. 1, А, Б). Нормированная когерентность в вертикальной плоскости $\text{Re}\Gamma_z(t)$ на временном интервале от $t = 0$ до ~ 1000 с флуктуирует в пределах 0 – 0.5. При $t > 1000$ с $\text{Re}\Gamma_z(t)$ регулярно меняет знак от -1.0 до +1.0, т.е. вертикальный поток энергии регулярно меняет направление дно–поверхность (рис. 1, В).

Рассмотрим фазовую структуру поля на временном интервале 0–1300 с (рис. 2). Временной интервал разбит на шесть временных отрезков ΔT_{1-6} . Соотношение сигнал–помеха $\text{SNR}_{p^2}(t)$ в пределах каждого отрезка имеет постоянное значение (см. таблицу). Вид временной зависимости разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$

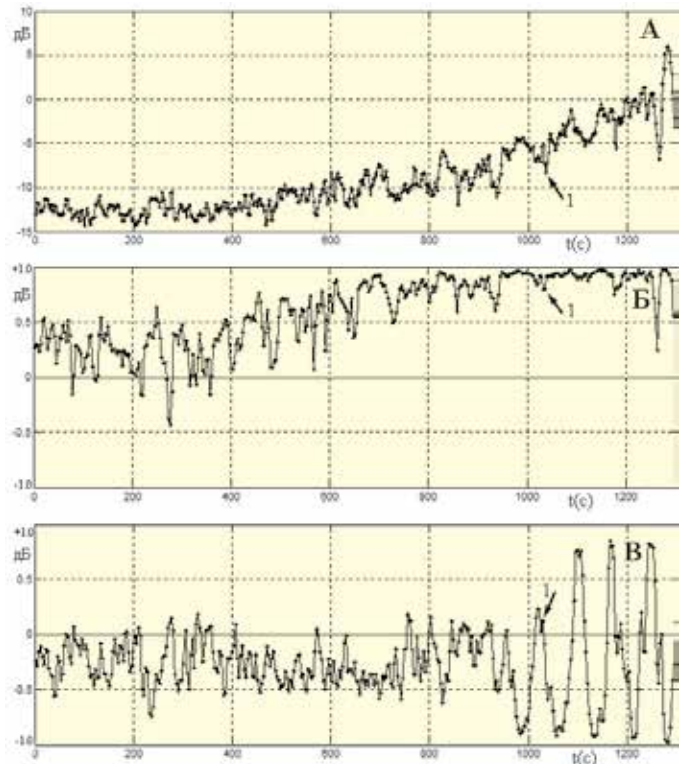


Рис. 1. Зависимость от времени: А – уровня спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$, Б, В – х-, z-компонент нормированной функции когерентности $\text{Re}\Gamma_x(t)$, $\text{Re}\Gamma_z(t)$. Время усреднения – 5 с. Уровень децибел выбран произвольно

определяется величиной соотношения сигнал–помеха по давлению $\text{SNR}_{p^2}(t)$ и указывает на степень когерентности $\text{Re}\Gamma_x(t)$. На рис. 2, А, Б наблюдается значительный непрерывный рост (набег) разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$. Набег связан с тем, что фаза $p(t)$ опережает фазу $V_x(t)$ и $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \varphi_p - \varphi_V \neq \text{const}$. Характер роста $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ на рис. 2, А, Б непрерывен, но на этих кривых видны случайные проявления горизонтальных линий, что указывает на существование коротких промежутков времени, в течение которых поле когерентно и $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \text{const}$. На рис. 2, В–Е наблюдаются устойчивые горизонтальные линии $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, которые ограничены скачками фазы на $\pm 2\pi \times n$, где n – целое число. Горизонтальные участки $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \text{const} = 0^\circ$ соответствуют когерентному полю. Скачки $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ на $\pm 2\pi \times n$ соответствуют одновременному появлению нескольких дислокаций и вихрей в когерентном акустическом поле, как это было установлено для когерентного оптического поля [1, 2]. Из таблицы и рис. 2 следует, что скачки $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ появляются при соотношении сигнал–помеха по давлению $\text{SNR}_{p^2}(t) > 3$ дБ. При $\text{SNR}_{p^2}(t) \leq 3$ дБ наблюдается тенденция к появлению множества случайных скачков $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ на $\pm 2\pi \times n$, но это не приводит к возникновению устойчивых вихрей. Таким образом, при $\text{SNR}_{p^2}(t) \leq 3$ дБ в акустическом

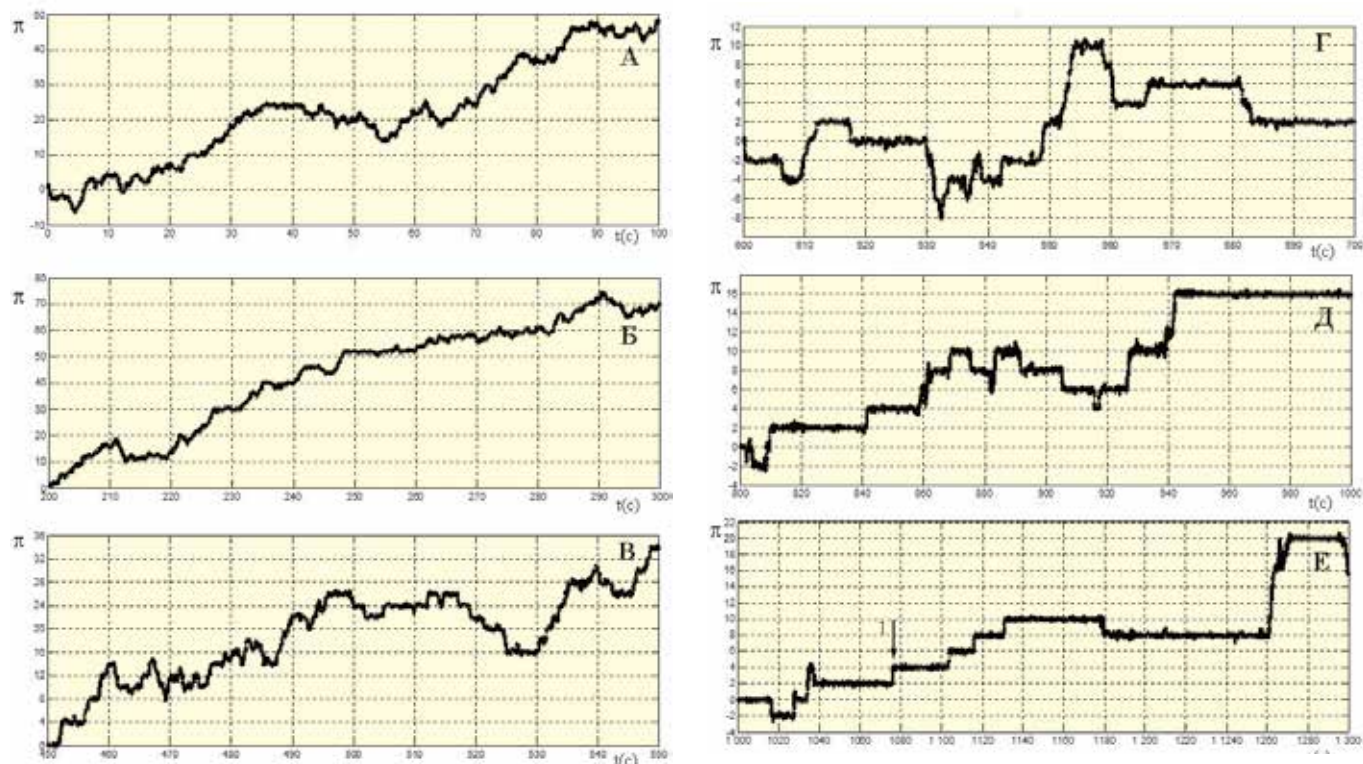


Рис. 2. Зависимость от времени $\Delta\phi_{pV_x}(t)$ для отдельных временных интервалов протяжки при различных значениях $SNR_{p^2}(t)$ согласно табл. 1 Усреднение $\Delta t = 0.01$ с. Стрелка на рис. 2, Е указывает на скачок $+2\pi$ дислокации номер 1

Таблица 1. Соотношение сигнал-помеха по давлению $SNR_{p^2}(t)$ на временных интервалах ΔT_{1-6}

А – $\Delta T_1 = 0 - 100$ с, $SNR_{p^2}(t) \approx 3$ дБ	Б – $\Delta T_2 = 200 - 300$ с, $SNR_{p^2}(t) \approx 3$ дБ
В – $\Delta T_3 = 450 - 550$ с, $SNR_{p^2}(t) \approx 6$ дБ	Г – $\Delta T_4 = 600 - 700$ с, $SNR_{p^2}(t) \approx 12$ дБ
Д – $\Delta T_5 = 800 - 1000$ с, $SNR_{p^2}(t) \approx 15$ дБ	Е – $\Delta T_6 = 1000 - 1275$ с, $SNR_{p^2}(t) \approx 20$ дБ

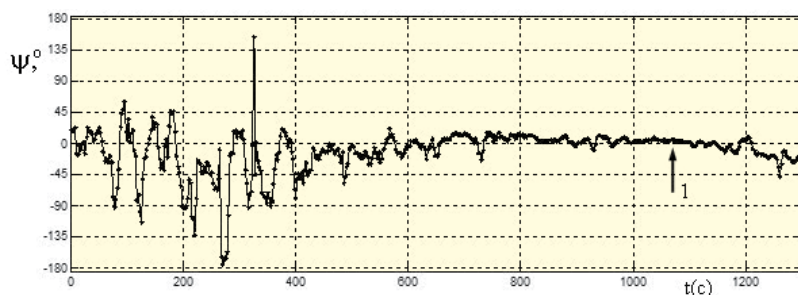


Рис. 3. Зависимость от времени угла $\psi(t)$ в плоскости xOy между направлением $I_{xy}(t)$ и осью $+Ox$. Время усреднения – 10 с. Стрелка указывает на положение дислокации «1»

поле наблюдается неустойчивая турбулентная среда вектора интенсивности (завихренность), связанная со стохастичностью фазы [8]. В теоретических работах скачки $\Delta\phi_{pV_x}(t)$ ограничиваются величиной, равной $\pm 2\pi$ [3, 4]. Как следует из рис. 2, эта величина кратна $\pm 2\pi \times n$ (где n – целое число). При $n = 1$ вихрь будем называть простым. На временном интервале 1000–1250 с при равномерном росте $S_{p^2}(t)$ и $Re\Gamma_x(t) = +1.0$ все скачки $\Delta\phi_{pV_x}(t) = \pm 2\pi$. Данные условия можно рассматривать как идеальные условия возникновения дислокаций

Исследование структуры поля ограничены вертикальной плоскостью xOz . На рис. 3 показано, что компонента вектора интенсивности $I_{xy}(t)$ в горизонтальной плоскости xOy при $t > 400$ с имеет отклонения в горизонтальной плоскости от

направления $+Ox$ не более 10° . Для дислокации «1» $\psi = 0^\circ$, т.е. $I_{xy}(t)$ точно совпадает с направлением $+Ox$.

3. ДИСЛОКАЦИИ И ВИХРИ

Частично-когерентное звуковое поле при $Re\Gamma_{x,z}(t) < \pm 1.0$ представляет собой смесь подвального окружающего шума и данного сигнала. Четко выраженные дефекты – дислокации появляются при $SNR_{p^2}(t) > 3$ дБ, т.е. при достижении определенного уровня когерентности поля сигнала, как и в случае оптического излучения (рис. 1, 2, таблица) [1, 2]. Максимальные уровни акустического давления сигнала достигаются в области конструктивной интер-

ференции. Две рядом расположенные когерентные области, в каждой из которых разности фаз равны $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0$ и $\text{Re}\Gamma_x(t) = \pm 1.0$, но уровни давления различны, разделены скачком $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \pm 2\pi \times n$ (рис. 2, B–E), т.е. $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \text{const} = 0^\circ$ при таком переходе по существу не изменяется. Кроме того, скачок $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ совпадает с интерференционным минимумом – «нулем поля» акустического давления $p(t)$ (рис. 1, 2, 4) [1–4]. При комплексном описании поля этот переход соответствует переходу $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ на другой лист фазовой поверхности.

Комплексное представление векторного акустического поля

Запишем акустическое давление в комплексном виде:

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

вектор колебательной скорости частиц среды:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}(r, t) &= \frac{i}{\omega\rho} \text{grad} P(r, t) = \\ &= \frac{1}{\omega\rho} [P(r) \text{grad} \Phi(r) + i \text{grad} P(r)] e^{i(\omega t - \Phi(r))}; \end{aligned} \quad (2)$$

вектор комплексной мгновенной интенсивности:

$$\mathbf{I}_c(r) = \frac{1}{2} p(r) \mathbf{V}^*(r) = \text{Re} \mathbf{I}_c(r) + i \text{Im} \mathbf{I}_c(r) = \mathbf{I}(r) + i \mathbf{Q}(r), \quad (3)$$

$\mathbf{V}^*(r)$ – комплексное сопряжение $\mathbf{V}(r)$,

где $\mathbf{I}(r) = \frac{1}{2\omega\rho} P^2(r) \text{grad} \Phi(r)$ – вектор активной интенсивности;

$$\mathbf{Q}(r) = -\frac{1}{2\omega\rho} P(r) \text{grad} P(r) = -\frac{1}{4\omega\rho} \text{grad} U(r) - \text{вектор реактивной интенсивности}; \quad (5)$$

ω – круговая частота; ρ – невозмущенное значение плотности среды.

Векторные свойства мгновенных значений активной $\mathbf{I}(r, t)$ и реактивной $\mathbf{Q}(r, t)$ интенсивностей могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности $\mathbf{I}_c(r, t)$ [9]:

$$\begin{aligned} \text{a) } \text{rot} \mathbf{I}_c(r) &= (k/c) [(\mathbf{I} \times \mathbf{Q}) / U], \\ \text{b) } \text{div} \mathbf{I}(r) &= 0, \quad \text{c) } \text{rot} \mathbf{Q}(r) = 0, \\ \text{d) } \text{div} \mathbf{Q}(r) &= -2\omega(T - U) = -2\omega L, \end{aligned} \quad (6)$$

где L – плотность лагранжиана; $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(r) p^*(r)$ – плотность потенциальной энергии;

$T = \frac{\rho}{4} \mathbf{V}(r) \mathbf{V}^*(r)$ – плотность кинетической энергии.

Ротор вектора комплексной интенсивности (6а) представим в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} \text{rot}(p\mathbf{V}^*) &= -i \frac{\omega\rho}{2} [\mathbf{V} \times \mathbf{V}^*] = \\ &= -i\omega\rho \left[\begin{aligned} &V_y V_z \sin(\varphi_z - \varphi_y) \mathbf{i} + V_x V_z \sin(\varphi_z - \varphi_x) \mathbf{j} + \\ &+ V_y V_x \sin(\varphi_y - \varphi_x) \mathbf{k} \end{aligned} \right] = \\ &= -i\omega\rho [\text{rot}_x p\mathbf{V}^* + \text{rot}_y p\mathbf{V}^* + \text{rot}_z p\mathbf{V}^*], \end{aligned} \quad (7)$$

где V_i – амплитудное значение компонент колебательной скорости ($i = x, y, z$); $(\varphi_z - \varphi_y)$, $(\varphi_z - \varphi_x)$, $(\varphi_y - \varphi_x)$ – разности фаз между компонентами колебательной скорости. Из (7) следует, что ротор вихря представлен реактивной частью кинетической энергии комплексного поля.

В спектральном представлении комплексной интенсивности $\mathbf{I}_c(r, \omega)$ разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_{pV_i}(r, \omega) = \text{arctg} \frac{\text{Im} S_{pV_i}(r, \omega)}{\text{Re} S_{pV_i}(r, \omega)} \quad (i = x, y, z), \quad (8)$$

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

$$\Delta\varphi_{V_i V_j}(r, \omega) = \text{arctg} \frac{\text{Im} S_{V_i V_j}(r, \omega)}{\text{Re} S_{V_i V_j}(r, \omega)}, \quad (i, j = x, y, z), \quad i \neq j, \quad (9)$$

где $\mathbf{r}$ – 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, $S_i S_i(r, \omega)$ – автоспектры измеряемых величин $i = p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$.

Взаимные спектральные плотности выражаем через функции временной когерентности. Три компоненты функции временной когерентности для данной частоты f_0 , вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\begin{aligned} \Gamma_j(t) &= \frac{\tilde{p}(t) \tilde{V}_j^*(t)_t}{\sqrt{\tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t)_t \tilde{V}_j(t) \tilde{V}_j^*(t)_t}} = \text{Re} \Gamma_j(t) + i \text{Im} \Gamma_j, \\ j &= x, y, z, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\tilde{p}(t)$, $\tilde{V}_j(t)$ – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости; $j = x, y, z$; $\langle \dots \rangle_t$ – линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величины $\text{Re} \Gamma_j(t)$ и $\text{Im} \Gamma_j(t)$ представляют собой нормированные значения x -, y -, z -компонент плотности потока энергии: первая отвечает за перенос энергии в

волноводе; вторая – за локально связанную энергию поля.

Амплитудно-фазовая структура дислокаций и вихрей

Теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены физические эффекты в когерентном акустическом поле мелкого моря: дислокации фазового фронта и вихри вектора акустической интенсивности. В данной работе исследуем это явление на примере конкретной дислокации и связанного с ней вихря в реальном волноводе мелкого моря. Рассмотрим скачок $\Delta\varphi_{pV_x}(t_0) = +2\pi$ при $t_0 = 1076$ с (рис. 1–3). Из рис. 2, Е и рис. 3 следует: соотношение $\text{SNR}_p = 20$ дБ; скачок происходит в когерентном поле при $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0^\circ$ и $\text{Re}\Gamma_x(t_0) = +1.0$, в т. $t_0 = 1076$ с, $\psi = 0^\circ$ при росте уровня акустического давления $p(t)$. Представим амплитудно-фазовые характеристики поля в вертикальной плоскости xOz в окрестности

t_0 на временном интервале $\Delta T = 1074\text{--}1080$ с = 6 с, что соответствует расстоянию 9 м (рис. 4–7). Из анализа следует, что рассматриваемый интервал ΔT является областью вихря. При $t_0 = 1076$ с функции $S_{p^2}(t)$, $S_{V_x^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$ имеют минимальные уровни (уровень децибел выбран произвольно). При временном усреднении $\Delta t = 0.025$ с, что соответствует пространственному усреднению $\Delta l \approx 0,04$ м. Скачки уровня составляет: $S_{p^2}(t_0) \approx -10$ дБ, $S_{V_x^2}(t_0) \approx -20$ дБ, $S_{V_z^2}(t_0) \approx -20$ дБ. Следует отметить, что уровни давления и х-компоненты колебательной скорости в точке «е» на выходе вихря выше, чем в точке «а» на его входе (рис. 4, А, Б). Времена минимумов всех трех величин совпадают в пределах точности эксперимента (рис. 4).

Попытаемся на основе экспериментальных данных построить картину движения энергии в вихре. Уникальность результата данного эксперимента состоит в том, что акустический центр комбинированного приемника «прошел» через центр

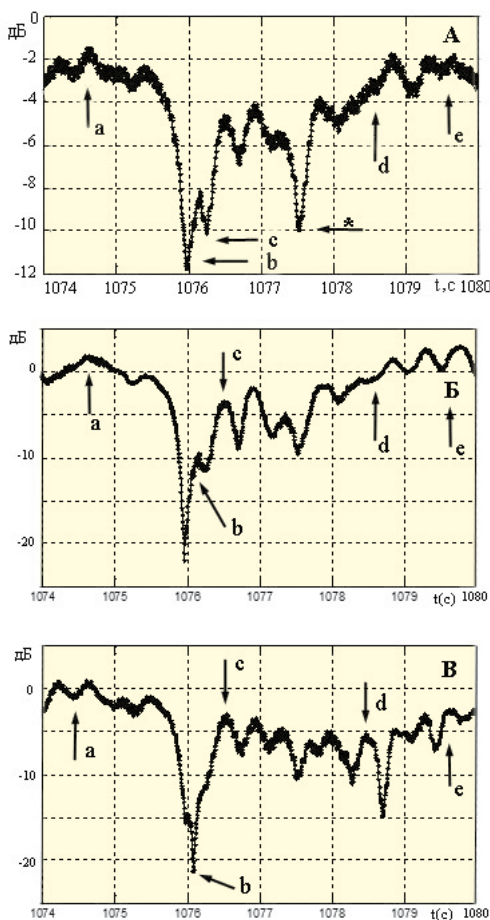


Рис. 4. Зависимость от времени: А – спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$; Б, В – х-, z-компоненты колебательной скорости $S_{V_x^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$. Время усреднения – 0.025 с

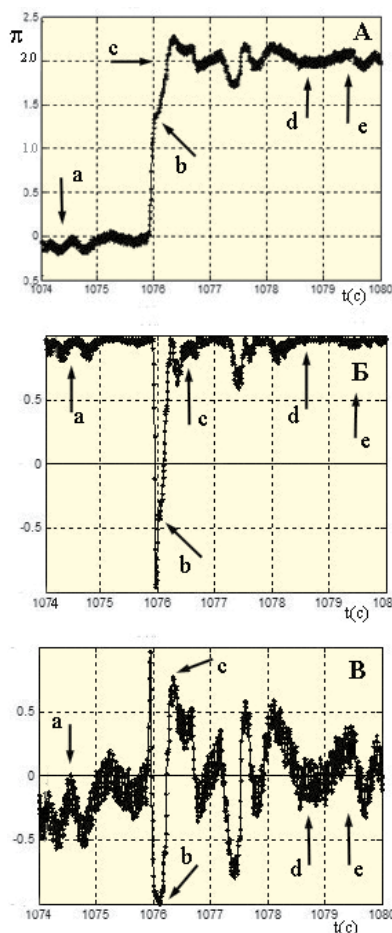


Рис. 5. Зависимость от времени: А – $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, Б, В – $\text{Re}\Gamma_x(t)$ и $\text{Im}\Gamma_x(t)$. Время усреднения – 0.025 с

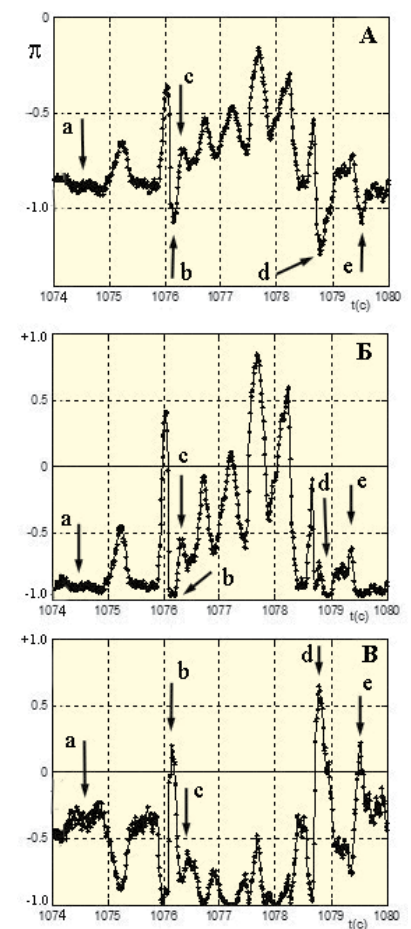


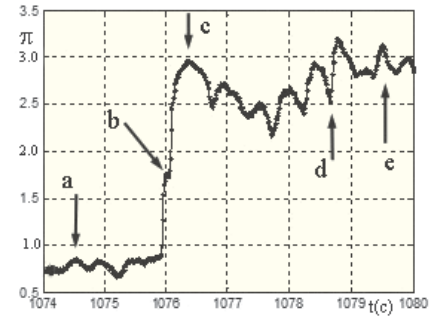
Рис. 6. Зависимость от времени (расстояния): А – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; Б, В – z-компоненты реальной и реактивной части нормированной интенсивности $\text{Re}\Gamma_x(t)$, $\text{Im}\Gamma_x(t)$. Время усреднения – 0.025 с

вихря при $t_0 = 1076$ с. Как следует из рис. 1–7, скачок $\Delta\varphi_{pV_x}(t_1) = +2\pi$, вызванный дислокацией, совпадает с точкой минимума $S_{p^2}(t)$, $S_{V_x^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$. На временном интервале $\Delta T = 1074\text{--}1080$ с $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0^\circ \rightarrow$ скачок $+2\pi \rightarrow 0^\circ$ и $\text{Re}\Gamma_x(t) = +1.0$, т.е. энергия течет через вихрь по оси $+0x$ точно так же, как и вне вихря, за исключением области обращения волнового фронта в точке b. Точка b находится в области между центром и седлом (рис. 5, A, B).

Поскольку $p^2 \sim U$ (потенциальной энергии) и $V^2 \sim T$ (кинетической энергии), то физически причина появления дислокации связана с достижением минимального значения уровня плотности полной энергии $T+U=E$ при $t_0 = 1076$ с и возникающий при этом стохастичности фазовых соотношений в данной области.

Картину движения энергии определяем из анализа рис. 4–6 начиная с точки «а». Точка «а» находится непосредственно перед вихрем в области конструктивной интерференции: уровни $S_{p^2}(t)$, $S_{V_x^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$ постоянны, $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0^\circ$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = -\pi$, $\text{Re}\Gamma_x(t) = +1.0$, $\text{Re}\Gamma_z(t) = -1.0$; результирующий вектор плотности потока энергии в плоскости $x0z$ направлен снизу вверх под углом $\alpha \approx 45^\circ$ к оси $+0x$. Далее спад уровня давления $S_{p^2}(t)$ начинается при $t = 1075$ с. Образование особой точки центр в т. $t_0 = 1076$ с создает препятствие для линий тока когерентного векторного потока, что приводит к вращению волнового фронта вокруг точки центра. Ниже центра располагается особая точка «седло». Таким образом, направление и величина плотности потока энергии «входит» в вихрь такой же, какой она наблюдается в области конструктивной интерференции в т. «а» и движется, огибая центр снизу вверх по часовой стрелке, поскольку знак вихря «+». В результате огибания волнового фронта в пространстве перед седлом направление вектора плотности потока энергии составляет угол 180° по отношению к первоначальному направлению. Отсюда следует, что в вихре нет замкнутых линий тока, как это представлено в работах [4, 10]. Выход энергии из вихря происходит в т. «d» при $t \approx 1079$ с в область более высокого давления, чем в т. «а» (рис. 4–7). Следует отметить, уровень давления перед вихрем $t = 1075$ с находится на уровне -2 дБ; после вихря – на уровне выше -2 дБ. Та же картина наблюдается и для $S_{V_x^2}(t)$, но $S_{V_z^2}(t)$ снижается после вихря. Горизонтальный размер l вихря равен 6 м, $\lambda \approx 15.2$ м, $l \sim 0.5\lambda$ во временном интервале 4 с ($1075\text{--}1079$ с).

Рис. 7. Зависимость от времени (расстояния) разности фаз компонент колебательной скорости $V_z(t)$, $V_x(t)$. Время усреднения – 0.025 с



4. РОТОР ВИХРЯ

В русском языке определение ротор (англ. *rotor*) – синоним определению вихрь (англ. *vortex*). Под ротором понимают математическую дифференциальную операцию, но вихрь есть физический объект. Запишем выражение для у-компоненты плотности ротора в виде (7):

$$\text{rot}_y \mathbf{I}_{zx} = -i\omega\rho V_z V_x \sin\Delta\varphi_{V_z V_x}, \text{ где } i = \sqrt{-1}. \quad (11)$$

Размерность ротора – Вт/м². Линии тока энергии, входящие в вихрь в окрестности точки «а», нормальны к волновой поверхности и не могут создавать отдельных замкнутых линий тока внутри вихря, они должны покинуть вихрь в области точки «е». Величина $\text{rot}_y \mathbf{I}_{zx} = 0$ при $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = 0, \pm\pi, \dots$, т.е. внутри вихря разность фаз $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ не может принимать данных значений. Из рис. 7 следует: в точке $t = 1076$ с $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ испытывает скачок $+2\pi$, интервал «bc» соответствует положению между центром и седлом, в котором происходит обращение волнового фронта (рис. 5, б, 7, 8). На интервале «се» $\text{rot}_y \mathbf{I}_{zx}$ флуктуирует относительно 2.5π ($\pi/2$), $\text{rot}_y \mathbf{I}_{zx}$ на этом отрезке стремится к максимальному значению (рис. 6, 8). В этой области $\text{Re}\Gamma_z(t) \approx 0$, $\text{Im}\Gamma_z(t) = -1.0$, т.е. ротор представлен реактивной составляющей мощности поля. В области точки «е» при $t > 1079$ с

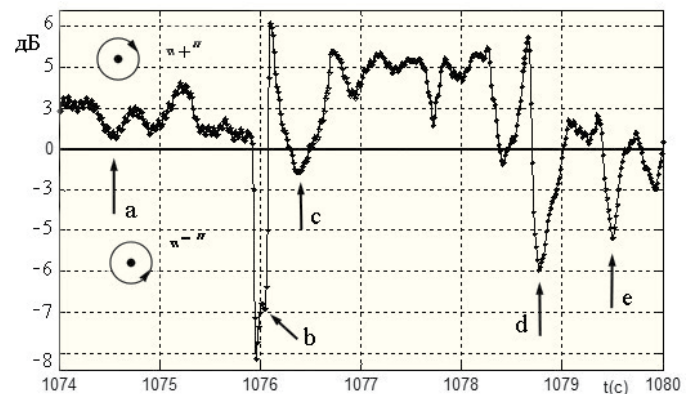


Рис. 8. Зависимость у-компоненты ротора от времени. Ротор имеет знак «+». Время усреднения – 0.025 с

$\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) \sim 3\pi$ (180°), вектор колебательной скорости V_{zx} совершает продольные колебания по прямой: $\text{rot}_y \mathbf{I}_{zx}$ совершает колебания относительно нуля, $\Delta\varphi_{p V_x}(t) = 0^\circ$, $\text{Re}\Gamma_x(t) = +1.0$, $\text{Re}\Gamma_z(t) = -1.0$, т.е. эта область находится вне вихря.

5. МЕХАНИЗМ УСТОЙЧИВОСТИ ВИХРЯ

Изложим механизм устойчивости вихревых структур. Вихрь возникает в области фазового дефекта когерентного акустического поля. Рассмотрим движение компоненты колебательной скорости частиц среды $V_{zx}(t)$ в вертикальной плоскости xOz , состоящей из компонент $V_x(t)$ и $V_z(t)$. Разность фаз $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ между этими компонентами представлена на рис. 7. Колебательные скорости частиц среды в объеме вихря должны быть синфазны. Вращение вектора колебательной скорости частиц среды создает плотность момента количества движения (импульса). Запишем у-компоненту плотности собственного момента импульса вихря в виде [5]:

$$H_y(t) = \frac{\rho}{2\omega} V_z V_x \sin \Delta\varphi_{V_z V_x}(t). \quad (12)$$

Размерность $H_y(t)$ есть Вт·м. Из выражения для $H_y(t)$ следует, что $H_y(t) \rightarrow \max$ при $\sin \Delta\varphi_{V_z V_x}(t) \rightarrow \pi/2$. Согласно уравнению механических моментов в состоянии устойчивого равновесия сплошной упругой среды производная dH_y/dt должна быть равна сумме моментов внешних сил $\mathbf{M}$ [11]. При $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = \pi/2$ $dH_y/dt \sim \cos \Delta\varphi_{V_z V_x}(t) \rightarrow 0$, т.е. сумма моментов стремится к равновесию. В случайной среде, как следует из рис. 7, $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ флуктуирует относительно $\pi/2$ создавая тем самым устойчивую конфигурацию вихря. Таким образом, механизм устойчивости вихря обусловлен наличием в вихре момента количества движения (импульса). Вихрь является устойчивым обособленным физическим объектом, существующим пока работает источник звука. Топологическая устойчивость вихря отмечалась ранее в теоретических работах [3, 4]. Изменение гидродинамических условий вызывает смещение интерференционной картины в волноводе мелкого моря [12, 13], что может быть зарегистрировано по горизонтальному смещению вихря, т.е. вихрь возможно использовать для зондирования гидрофизической среды мелкого моря.

Заключение

Впервые на примере простого вихря когерентного акустического поля показано:

1. Дислокация (фазовый дефект) в когерентном дальнем поле источника в условиях волновода есть результат стохастической фазовой неустойчивости интерференционного процесса при росте уровня акустического давления, выражающийся в появлении особой точки «нуль энергии». В результате в поле вектора интенсивности возникает топологически устойчивая система передачи энергии – вихрь.

2. Дислокация вызывает скачок разности фаз, равный $\pm 2\pi \times n$ (где n – целое число). При $n = 1$ вихрь называем простым.

3. Горизонтальная x -компонента когерентного потока энергии проходит через вихрь, как в случае если бы не было вихря, за исключением области обращения волнового фронта. Вертикальная z -компонента представлена в вихре её реактивной частью.

4. Вихрь выполняет роль центробежного насоса, который «перекачивает» энергию из одной области когерентного поля в другую область с более высоким давлением когерентного поля.

5. Внутри вихря нет замкнутых линий тока энергии, как это представлялось многими авторами ранее. Обнаруженный в эксперименте в дальнем поле источника обратный поток энергии в вихре между центром и седлом указывает на вращение волнового фронта вокруг центра с последующим выходом потока энергии из вихря.

6. Установлен механизм устойчивости вихря, заключающийся в следующем. Вращение вектора колебательной скорости частиц среды создает собственный момент количества движения (импульса) вихря, производная которого по времени равна сумме моментов внешних сил, что приводит к равновесию среды.

7. Вихри, являясь устойчивым обособленным объектом, возможно использовать в качестве физического прибора для исследования морской среды.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Изучение природы линейного и нелинейного взаимодействия геосферных полей переходных зон Мирового океана и их последствий», номер гос. регистрации: 124022100074-9.



СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Nye J.F., Berry V.V. Dislocation in wave train // Proceedings of the Royal Society of London. 1974. Ser. A. Vol. 336, No. 1605. P. 165–190.
2. Баранов Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, № 5. С. 1789–1797.
3. Журавлев В.А., Кобозев Н.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 36, № 2. С. 260–265.
4. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104, вып. 5(11). С. 3769–3783.
5. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // Сб. тр. XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного совета РАН по акустике. М.: ГЕОС, 2010. Т. 2. С. 248–251.
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. Фазовый механизм устойчивости вихря вектора акустической интенсивности в мелком море // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 3 (41). С. 79–89. DOI: 10.37102/1992-4429_2022_41_03_07.
8. Щуров В.А. Движение акустической энергии в океане. Владивосток. ТИГ ДВО РАН, 2019. 204 с. ISBN 978-6043211-5-7.
9. Mann J., Tichy T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, No. 4. P. 17–30.
10. Жуков А.Н., Иванников А.Н., Кравченко Д.И., Павлов В.И. Особенности тонкой энергетической структуры звукового поля // Акуст. журн. 1989. Т. 35, вып. 4. С. 634–638.
11. Седов Л.М. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Т. 1. 536 с.
12. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А., Петников В.Г., Попов В.А., Шмелев А.Ю. Дислокационная томография океана: новый метод акустической диагностики // Акуст. журн. 1993. Т. 39, вып. 4. С. 763–765.
13. Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г. Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44. С. 94–100.

Справка об авторах

ЩУРОВ Владимир Александрович – профессор, д.ф.-м.н., со-
ветник
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,
Область научных интересов: векторная акустика океана
Тел.: +7(423)231-21-01
E-mail: shchurov@poi.dvo.ru
ORCID: 0000-0002-2659-974X

ЩЕГЛОВ Сергей Георгиевич – ведущий инженер
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,
Область научных интересов: экспериментальные исследования
океана методами векторной акустики, обработка эксперимен-
тальных данных.
Тел.: +7(423)231-21-01
E-mail: ssg57@mail.ru

ЛЯШКОВ Алексей Сергеевич – ведущий инженер
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,
Область научных интересов: математическая обработка сигна-
лов в подводной векторной акустике
Тел.: +7(423)231-21-01
E-mail: aslsh@mail.ru ,

ТКАЧЕНКО Елена Станиславовна – ведущий инженер
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,
Область научных интересов: экспериментальные исследования
океана методами векторной акустики, обработка эксперимен-
тальных данных.
Тел.: +7(423)231-21-01
E-mail: 525065@mail.ru

Для цитирования:

Щуров В.А., Ткаченко Е.С., Ляшков А.С., Щеглов С.Г. ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕ-
СКИХ ЭФФЕКТОВ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ МЕЛКОГО МОРЕЯ
// Подводные исследования и робототехника. 2024. №. 3 (49). С. 4–12. DOI:
10.37102/1992-4429_2024_49_03_01. EDN: FMGYVA.



DESCRIPTION OF PHYSICAL EFFECTS OF ACOUSTIC FIELD IN A SHALLOW SEA WAVEGUIDE

V.A. Shchurov, E.S. Tkachenko, A.S. Lyashkov, S.G. Shcheglov

The field of the complex vector of acoustic intensity of a moving tonal low-frequency source in a regular waveguide of a shallow sea is investigated. The following phenomena are considered: phase front dislocations, singular points, an acoustic intensity vortex and the mechanism of its stability, angular momentum of the vortex, vortex rotor. The value of the signal-to-noise ratio has been established at which the appearance of a phase front dislocation and a vortex in the far field of the signal source is possible in a coherent field.

Keywords: acoustic intensity vector, acoustic intensity vector vortex, vortex stability mechanism, vortex intrinsic angular momentum, normalized coherence functions.

Reference

1. Nye J.F., Berry V.V. Dislocation in wave train // Proceedings of the Royal Society of London. 1974. Ser. A. Vol. 336, No. 1605. P. 165–190.
2. Baranov N.B., Zeldovich B.Ya. Dislocations of wave front surfaces and amplitude zeros. JETP. 1981. Vol. 80, No. 5. P. 1789–1797
3. Zhuravlev V.A., Kobozev N.K., Kravtsov Yu.A. Phase front dislocations in an oceanic waveguide and their manifestation in acoustic measurements. Acoust Journal. 1989. Vol. 36, No. 2. P. 260–265.
4. Zhuravlev V.A., Kobozev I.K., Kravtsov Yu.A. Energy flows in the vicinity of dislocations of the phase field of the wave front. JETP. 1993. Vol. 104, issue. 5(11). P. 3769–3783.
5. Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Tkachenko E.S. Phase spectra of interference of a broadband surface source in a shallow sea. Collection of proceedings of the XXII session of the Russian Acoustical Society and the Session of the Scientific Council of the Russian Academy of Sciences on Acoustics. Vol. 2, M.: GEOS, 2010. P. 248–251.
6. Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Cherkasov A.V. Eddy properties of the acoustic intensity vector in a shallow sea. Acoust. magazine 2011. Vol. 57, No. 6. P. 837–843.
7. Shchurov V.A. Phase mechanism of stability of the acoustic intensity vector vortex in a shallow sea. Underwater Investigations and Robotics. 2022. No. 3 (41). P. 79–89. (DOI:10.37102/1992-4429_2022_41_03_07)
8. Shchurov V.A. Movement of Acoustic Energy in the Ocean. Springer, 2022. 204 p.
9. Mann J., Tichy T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields. J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, No. 4. P. 17–30.
10. Zhukov A.N., Ivannikov A.N., Kravchenko D.I., Pavlov V.I. Features of the fine energy structure of the sound field. Acoust. magazine. 1989. Vol. 35, issue 4. P. 634–638.
11. Sedov L.M. Continuum mechanics. M.: Nauka, 1973. Vol. 1. 536 p.
12. Zhuravlev V.A., Kobozev I.K., Kravtsov Yu.A., Petnikov V.G., Popov V.A., Shmelev A.Yu. Dislocation tomography of the ocean: a new method of acoustic diagnostics. Akust. magazine, 1993. Vol. 39, issue 4. P. 763–765.
13. Kuzkin V.M., Ogurtsov A.V., Petnikov V.G. The influence of hydrodynamic variability on the frequency shifts of the interference structure of the sound field in a shallow sea. Acoust. magazine, 1998. Vol. 44. P. 94–100.

Information about the authors

SHCHUROV Vladimir Aleksandrovich – professor, doctor of physical and mathematical sciences, advisor
Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences
Address: 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43
Area of scientific interest: vector acoustics of the ocean
Phone: +7(423)231-21-01
E-mail: shchurov@poi.dvo.ru
ORCID: 0000-0002-2659-974X

SHCHEGLOV Sergey Georgievich – leading engineer
Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences
Address: 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43
Area of scientific interests: experimental studies of the ocean using vector acoustics methods, processing of experimental data
Phone: +7(423)231-21-01
E-mail: ssg57@mail.ru

LYASHKOV Alexey Sergeevich – leading engineer
Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences
Address: 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43
Area of scientific interests: mathematical signal processing in underwater vector acoustics
Phone: +7(423)231-21-01
E-mail: aslsh@mail.ru

TKACHENKO Elena Stanislavovna – leading engineer
Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences
Address: 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43
Area of scientific interests: experimental studies of the ocean using vector acoustics methods, processing of experimental data
Phone: +7(423)231-21-01
E-mail: 525065@mail.ru