

УДК 534.231

# ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В РЕАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ МЕЛКОГО МОРЯ

**В.А. Щуров, А.С. Ляшков**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО РАН<sup>1</sup>

Исследованы векторно-фазовые свойства деструктивной и конструктивной интерференции тонального сигнала в реальном волноводе мелкого моря. В деструктивной области обнаружены физические объекты, которые по известным детерминистическим признакам определяем как вихри вектора интенсивности. В области конструктивной интерференции наблюдается завихренность вектора интенсивности. Вихри и завихренность образуют вихревую структуру векторного акустического поля. Обнаружены регулярные колебательные смещения вихрей относительно фазового центра комбинированного приемника в направлении вдоль оси волновода. Показано, что структура вихрей зависит от отношения сигнал/шум. Исследовался тональный сигнал частотой  $88 \pm 1$  Гц от приповерхностного движущегося источника звука. Результаты исследований оригинальны и должны учитываться в реальных моделях мелкого моря и прикладных задач гидроакустики.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследуется вихревая структура вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности) в волноводе мелкого моря. Как известно, акустическое поле является полем потенциальным, и скалярная величина акустического давления  $p(\vec{r}, t)$  и векторная величина колебательной скорости частиц среды  $\vec{V}(\vec{r}, t)$  вихревыми свойствами не обладают. Однако вектор плотности потока энергии при определенных условиях может образовывать вихревые структуры. Рассмотрим ротор от вектора комплексной интенсивности:

$$\begin{aligned} \vec{I}_c(\vec{r}, t) &= p(\vec{r}, t)\vec{V}^*(\vec{r}, t), \\ \text{rot}\vec{I}_c &= \text{rot}(p\vec{V}^*) = \text{prot}\vec{V}^* + [\text{grad } p \times \vec{V}^*] = \\ &= [\text{grad } p \times \vec{V}^*], \end{aligned} \quad (1)$$

поскольку  $\text{rot}\vec{V}^* = 0$ . Если векторы  $\text{grad } p$  и  $\vec{V}^*$  неколлинеарны и не равны нулю, то  $\text{rot}\vec{I}_c \neq 0$ . Из (1) следует, что в векторном акустическом поле возможен вихревой перенос энергии. Теоретически показано, что в идеальном волноводе (жесткое дно и мягкая поверхность) в интерференционном поле сигнала в областях с минимальным уровнем акустического давления  $p(t)$  могут возникать особые (сингулярные) точки фазового фронта – дислокации (центры) и седла, совокупность которых образует физический объект – вихрь вектора плотности потока энергии. Линейные размеры вихря  $\sim 0,1\lambda$  сигнала [1–3]. Один из основных признаков такого вихря – течение энергии внутри вихря, в области между центром и седлом,

направлено на источник сигнала. Отсюда следует, что в акустическом интерференционном поле реального волновода вихрь необходимо искать в области деструктивной интерференции в той её части, в которой наблюдается обратный поток энергии сигнала. Первые исследования вихрей в реальном волноводе мелкого моря [5–7] показали, что вихри, предсказанные в [1, 2], наблюдаются на фоне крупномасштабных вихрей (далее – завихренность). Завихренность возникает в результате огибания токами энергии сигнала вихрей, которые являются препятствием для процесса переноса акустической энергии. Завихренность существует в пространстве между вихрями, т.е. в области конструктивной интерференции, и занимает всё пространство волновода. Степень завихренности определяется величиной  $x$ -,  $y$ -компонент ротора вектора интенсивности,  $z$ -компонента ротора равна нулю [5–7]. Определяем суперпозицию вихрей и завихренности как общую вихревую структуру акустического поля в реальном волноводе мелкого моря. Этот вопрос подробно рассмотрен в [4].

В планируемом эксперименте для исследования динамики интерференционного процесса, включающем в себя как конструктивные, так и деструктивные элементы, была выбрана следующая схема математической обработки. Взаимная статистическая обработка экспериментальных временных реализаций четырех компонент поля тонального сигнала  $p(t)$ ,  $V_x(t)$ ,

<sup>1</sup> 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тел.: (423) 2311400. E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

$V_y(t), V_z(t)$ , являясь по существу корреляционным анализом данных (при сдвиге  $\tau = 0$ ), основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. Акустическое поле считаем эргодическим и стационарным. Исследовались автоспектры, взаимные спектры, разностно-фазовые соотношения, функции временной когерентности, функции простой одноточечной частотной когерентности, компоненты ротора активной интенсивности, угол скольжения тока энергии относительно горизонтальной плоскости. Данных величин достаточно для определения векторных свойств акустического поля сигнала и шума. Необходимый перечень формул дан в (1–5).

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

$$\Delta\varphi_{pV_i}(\vec{r}, \omega) = \arctg \frac{\text{Im}S_{pV_i}(\vec{r}, \omega)}{\text{Re}S_{pV_i}(\vec{r}, \omega)}, \quad (i = x, y, z) \quad (2)$$

и между компонентами колебательной скорости:

$$\Delta\varphi_{V_iV_j}(\vec{r}, \omega) = \arctg \frac{\text{Im}S_{V_iV_j}(\vec{r}, \omega)}{\text{Re}S_{V_iV_j}(\vec{r}, \omega)}, \quad (i, j = x, y, z), \quad i \neq j, \quad (3)$$

где  $\vec{r}$  – пространственная переменная;  $S_{pV_i}(\vec{r}, \omega)$  – взаимная спектральная плотность акустического давления и  $i$ -компоненты колебательной скорости;  $S_{V_iV_j}(\vec{r}, \omega)$  – взаимная спектральная плотность  $i$ - и  $j$ -компонент колебательной скорости,  $S_i S_j(\vec{r}, \omega)$  – автоспектры измеряемых величин  $i = p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ .

Три компоненты функции временной когерентности для данной частоты  $\omega$ , вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Gamma_j(t) = \frac{\langle \tilde{p}(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t) \rangle_t \langle \tilde{V}_j(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}} = \text{Re}\Gamma_j(t) + i\text{Im}\Gamma_j, \quad j = x, y, z, \quad (4)$$

где  $\tilde{p}(t), \tilde{V}_j(t)$  – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости;  $j = x, y, z$ ;  $i$  – мнимая единица;  $\langle \dots \rangle_t$  – 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. Переменные  $\vec{r}$  и  $t$  равносильны. Ротор вектора активной интенсивности представим в виде [7, формула (5)]:

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

где  $p = P_0 e^{i(\omega t - \varphi_p)} P_0 e^{i(\omega t - \varphi_p)}$  – акустическое давление;  $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 e^{i(\omega t - \varphi_v)}$  – вектор колебательной скорости;  $\mathbf{V}^*$  – комплексно-сопряженное значение вектора колебательной скорости;  $\omega$  – круговая частота;  $\rho$  – невозмущенное значение плотности среды;  $V_i$  – 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 формулы (5) следует, что вихрь вектора интенсивности может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника, при условии, что хотя бы одна из разностей фаз была отлична от нуля. Выражения (1–5) в среднем справедливы и для случайного стационарного эргодического сигнала. Как показывает натурный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря эти условия выполняются [4–11], хотя они сформулированы для свободного поля. Формулы (1–5) используются при анализе экспериментальных данных и являются математическим аппаратом в данной работе. Расширенную версию математической обработки смотрите в [7, 12].

Техника и методология исследований основаны на векторно-фазовой методике [12], как и проведенные ранее исследования [4–10]. Временная изменчивость разностно-фазовых характеристик акустического поля показывает динамику процессов, происходящих в интерференционном поле, что невозможно увидеть при измерении только одной величины – акустического давления. Совместное измерение нескольких акустических величин (см. формулы (1–5)) позволяет создать более полную картину сложного акустического поля, что, в частности, следует из результатов данной работы. Векторно-фазовый комбинированный приемник является приемником малых волновых размеров, его диаметр должен быть не более  $\lambda / 3$ , где  $\lambda$  – длина волны. Разработанная техника векторно-фазовых измерений на основе комбинированного приемника малых волновых размеров позволяет создать малогабаритные системы для исследования океанической среды с помощью автономных подводных аппаратов. Возможность определить направление на цель из одной точки и повышение помехоустойчивости определяет это направление как

наиболее перспективное в создании систем обнаружения нового поколения.

Целью данной работы является определение на основе детерминистических характеристик вихрей, обоснованных в [1–3], в области деструктивной интерференции физических объектов с подобными свойствами и проведение их исследования. К настоящему времени структура вихрей в реальном волноводе мелкого моря практически не исследована. В работах [1–4] в основном исследовалась завихренность вектора акустической интенсивности как наиболее доступное явление векторного акустического поля.

### 1. Методика и условия эксперимента

Векторно-фазовый метод включает в себя прямое измерение акустического давления и  $x$ -,  $y$ -,  $z$ -компонент колебательной скорости частиц среды. Измерение колебательной скорости в реальной морской среде затруднено прежде всего тем, что величина колебательного смещения частиц среды в акустической волне, например при уровне давления  $\sim 60$  дБ, по порядку величины составляет всего несколько ангстрем. Разработанные нами приемные комбинированные системы по уровню шумов обтекания, вибраций и электрических шумов позволяют проводить измерения от полного штиля до штормовых условий [12]. В данном эксперименте использовался приемный модуль, общий объем обтекателя которого  $\sim 3$  м<sup>3</sup>. Двухзвенная подвеска, нейтральная плавучесть и элементы развязки от вибрации кабельных систем и значительная присоединенная масса приемного модуля с нейтральной плавучестью защищают приемник от вибраций и шумов обтекания (псевдозвука). Комбинированный приемник состоит из трехкомпонентного векторного приемника диаметром 180 мм с расположенными на его корпусе шестью гидрофонами. Декартовы оси координат  $x$ -,  $y$ -каналов векторного приемника расположены в горизонтальной плоскости; ось  $z$ -канала лежит в вертикальной плоскости и направлена от поверхности ко дну волновода. Эксперимент проведен в заливе Петра Великого Японского моря. Глубина места измерений  $\sim 30$  м. Приемный модуль располагался на глубине  $\sim 15$  м. Дно ровное, песчаное с небольшим уклоном в сторону больших глубин. Измерения проводились в августе. В этот период скорость подводного течения и прилива на глубинах 10–17 м составляла не более  $\sim 15$  см/с, что не влияет на качество экспериментальных данных. Цикличность прилив – отлив составляет 6 часов. В течение данного времени модуль выставлялся по течению и, таким образом, создавались идеальные условия для акустиче-

ских измерений. В данном эксперименте источником излучения являлось проходящее судно. Зависимость скорости звука от глубины имеет отрицательный градиент, что является характерным для данного региона в летний период. Во время эксперимента состояние морской поверхности изменялось от штиля до трех баллов по шкале Бофорта. Электрические сигналы в цифровом виде передавались по трехкилометровому кабелю или цифровому радиоканалу в береговую лабораторию. Одновременно с цифровой записью осуществлялся контроль многоканального сигнала. В зависимости от цели эксперимента число информационных каналов может быть от четырех до шестнадцати.

### 2. Результаты эксперимента

Векторное поле акустической интенсивности в волноводе мелкого моря имеет вихревую структуру. Сингулярные точки (центр и седло фазового фронта) образуют вихрь. Расстояние между центром и седлом  $\sim 0,1\lambda$ , что при длине волны  $\lambda \approx 17$  м ( $f = 88$  Гц) составляет  $\sim 1,7$  метра. Потоки энергии, огибающие вихри, создают поле завихренности. Векторно-фазовые свойства завихренности в реальном волноводе приведены в работах [4–11]. В данной работе метод идентификации отдельных вихрей в реальном волноводе мелкого моря основан на свойствах детерминистической теоретической модели вихря [1–3]. При статистической обработке экспериментальных данных выделение вихря в конкретной деструктивной области состояло в следующем. Вначале по огибающим акустического давления  $p(t)$  и компонентам колебательной скорости  $V_i(t)$  находятся интервалы времени, в которых наблюдаются их относительные минимумы, т.е. области деструктивной интерференции. Далее находились разностно-фазовые характеристики  $\Delta\varphi_{\rho v_i}(t)$  и компоненты функции временной когерентности  $\text{Re}\Gamma_i(t)$ ,  $\text{Im}\Gamma_i(t)$ , компоненты ротора вектора интенсивности  $\text{rot}I_i(t)$  (где  $i = x, y, z$ ), угол скольжения  $\psi(t)$  линии тока энергии. Вычисленные на основе экспериментальных данных перечисленные функции времени являются самостоятельными характеристиками векторного поля и должны представлять полную согласованную систему функций. Определение «относительный минимум» связано с тем, что акустическое поле представляет собой смесь сигнала и подводного окружающего шума и величина минимума акустического давления интерференционного поля сигнала будет ограничена величиной отношения сигнал/шум.

*Анализ временной реализации длительностью 600 с. Рассмотрим временную экспериментальную*

реализацию длительностью 600 с, что соответствует интервалу расстояния 900 м, пройденного за данное время излучающим судном. Время  $t = 600$  с соответствует максимальному расстоянию до судна  $\sim 1200$  м (рис. 1, 2). Судно движется к приемной системе по прямой, под углом  $\sim 15^\circ$  к оси  $x$ -комбинированного приемника, с постоянной скоростью  $\sim 1,5$  м/с. На рис. 1 и 2 представлены следующие характеристики акустического поля от времени:  $p(t)$ ,  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ ,  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ,  $\psi(t)$ ,  $rot_y I_{zx}$ . Время усреднения – 2 с, пространственный интервал усреднения составляет 3 м. На кривой  $p(t)$  наблюдаются относительные минимумы интерференции, что соответствует области деструктивной интерференции, и, согласно [1–3], в них возможно возникновение соответствующих вихрей. Временные интервалы деструктивной интерференции акустического давления  $p(t)$  обозначены буквами греческого алфавита от  $\alpha$  до  $\theta$ . Согласованное поведение кривых на рис. 1, 2 может служить основанием для предположения о наличии вихря на любом из  $\alpha$ – $\theta$  участков статистического процесса. Под согласованностью понимаем одновременные флуктуации представленных характеристик на интервалах  $\alpha$ – $\theta$ . В интервале углов  $-\pi/2 < \Delta\varphi_{pV_z}(t) < +\pi/2$  величина  $\cos\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  положительна, а в интервале углов  $\pi/2 < \Delta\varphi_{pV_z}(t) < 3\pi/2$  – отрицательна. В первом интервале углов  $Re\Gamma_z(t) > 0$ , и энергия течет в верти-

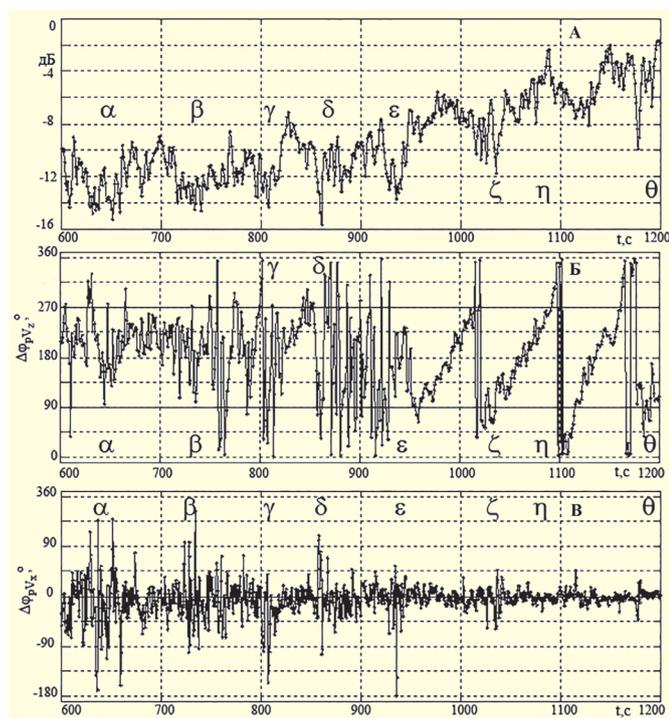


Рис. 1. Зависимость от времени: А – огибающая акустического давления  $p(t)$ ; Б – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ ; В – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ . Частота  $88 \pm 1$  Гц. Время усреднения – 2 с. Буквы греческого алфавита указывают на области деструктивной интерференции

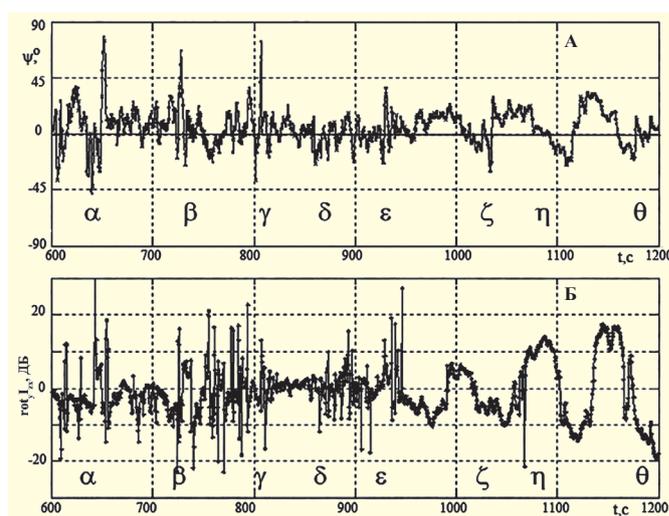


Рис. 2. Зависимость от времени: А – угол скольжения  $\psi(t)$  линии тока энергии, Б –  $y$ -компонента ротора интенсивности  $rot_y I_{zx}$ . Частота  $88 \pm 1$  Гц. Время усреднения – 2 с

кальной плоскости по направлению оси  $+z$ , т.е. от поверхности ко дну, во втором – от дна к поверхности. Из рис. 1, Б следует, что основной поток энергии течет от дна к поверхности, за исключением тех участков, на которых наблюдаются флуктуации фазы  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ . Таким образом, постоянный набег фазы  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  тонального сигнала 88 Гц происходит в пределах от  $90^\circ$  до  $270^\circ$ . «Выброс» фазы  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  за эти пределы связан с наличием вихрей в областях  $\alpha$ – $\theta$ .

Фаза  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  также имеет значительные «выбросы» до  $\pm 180^\circ$ , что означает разворот горизонтальной компоненты тока энергии в области между центром и седлом в сторону источника. Из рис. 1, 2 следует, что в областях  $\alpha$ – $\theta$  существуют физические объекты, движение энергии в которых направлено на источник, что является одним из основных признаков существования вихря [1–3]. Отличие в величине флуктуаций в  $\alpha$ – $\varepsilon$  по сравнению с  $\zeta$ – $\theta$  объясняется временем «жизни» вихря, величиной усреднения и величиной отношения сигнал/шум.

Угол скольжения линии тока энергии (рис. 2, А) в области флуктуаций изменяется в пределах от  $-45^\circ$  до  $90^\circ$ . Как следует из рис. 2, Б, в области конструктивной интерференции при  $t > 930$  с  $y$ -компоненты ротора интенсивности  $rot_y I_{zx}$  вырастает до 20 дБ по сравнению со временем  $t < 930$  с. Но в области деструктивной интерференции среднее значение  $y$ -компоненты ротора снижается, и значительные флуктуации ротора есть следствие как амплитудных, так и фазовых флуктуаций в данной области.

Из рис. 1, 2 следует, что при усреднении  $\Delta t = 2$  с возможно разграничить области конструктивной и деструктивной интерференции. Анализ рис. 1, 2 указывает на возможность существования вихрей в областях

минимумов межмодовых биений, обозначенных символами  $\alpha-\theta$ . Для описания конкретного вихря необходимо рассмотреть каждую из областей  $\alpha-\theta$ . Рассмотрим некоторые из этих физических объектов.

*Вихрь дзета*  $\zeta$  (рис. 3–5). Вначале рассмотрим вихрь  $\zeta$ , поскольку он наиболее прост в интерпретации. Вихрь  $\zeta$  наблюдается на временном интервале реализации  $\Delta T_6 = 1026 \text{ с} \div 1038 \text{ с} = 12 \text{ с}$ ; расстояние между приемником и источником равно  $\sim 400 \text{ м}$ . На рис. 3–5 приведены временные зависимости исследуемых функций; время усреднения  $\Delta t = 0,025$  соответствует пространственному интервалу усреднения  $\sim 0,04 \text{ м}$ , что позволяет тщательно исследовать вихрь при его линейном размере  $\sim 1,7 \text{ м}$ . Временной интервал 12 с соответствует пространственному интервалу, равному 18 м, что сравнимо с длиной волны  $\lambda = 17 \text{ м}$ .

На огибающей давления (рис. 3, А) имеются две области относительных минимумов. Первая область  $ab$  (длительностью  $\sim 1,8 \text{ с}$ ). Вторая область  $cd$  (длительностью  $\sim 5 \text{ с}$ ). Огибающая  $V_x(t)$  аналогична огибающей  $p(t)$ . Огибающая  $V_z(t)$  имеет иной характер (рис. 3, Б, В). Относительные минимумы огибающих достигают значительных величин  $\sim 12 \text{ дБ}$ , что соответствует отношению сигнал/шум в области  $\zeta$  при усреднении 0,025 с. Временной интервал  $bc$  между относительными минимумами  $p(t)$  равен  $\sim 5 \text{ с}$ , что соответствует расстоянию  $\sim 7 \text{ м}$ . Из рис. 1, А уровень

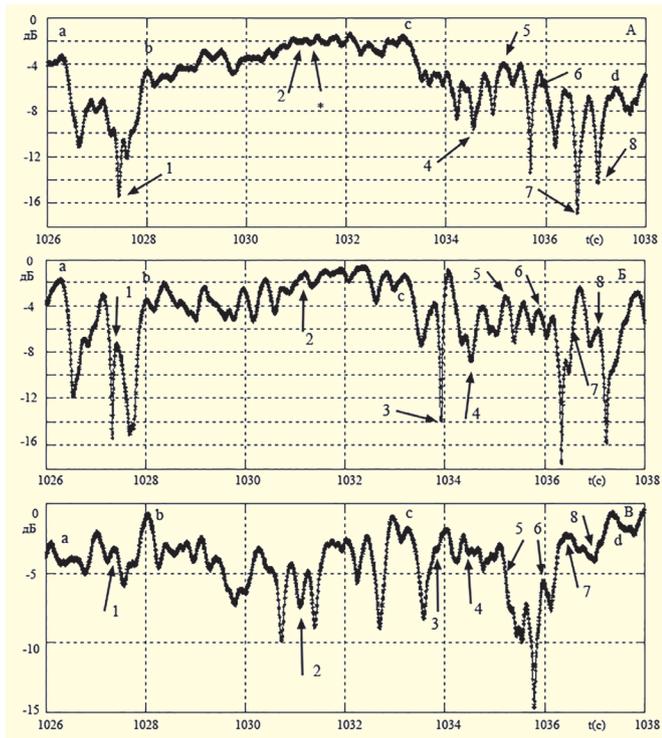


Рис. 3. Вихрь  $\zeta$ . Зависимость от времени: А – акустическое давление  $p(t)$ ; Б –  $x$ -компонента колебательной скорости  $V_x(t)$ ; В –  $z$ -компонента колебательной скорости  $V_z(t)$ . Время усреднения – 0,025 с. Уровень дБ выбран произвольно

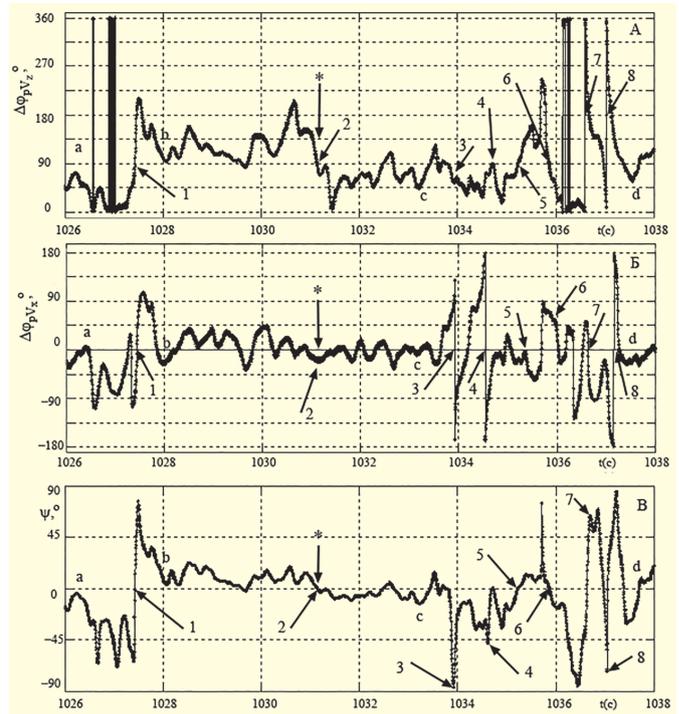


Рис. 4. Вихрь  $\zeta$ . Зависимость от времени: А – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ ; Б – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ; В – угол скольжения  $\psi(t)$  линии тока энергии. Время усреднения 0,025 с

давления на временном интервале  $bc$  (рис. 3, А, т. 2) равен уровню конструктивной интерференции (обозначено на рис. 3–5 в виде\*).

Как известно [1–3], минимум огибающей  $p(t)$  должен находиться в окрестности центра вихря, максимумы – в окрестности седла, минимумы колебательной скорости – в окрестности седла, но максимум колебательной скорости должен находиться в окрестности центра вихря. Минимумы  $p(t)$ ,  $V_x(t)$ ,  $V_z(t)$  не совпадают по времени, как и должно быть (рис. 3). На временных интервалах  $ab$  и  $cd$  наблюдаются аномалии всех исследуемых функций (рис. 3–5). Интерференционные структуры на интервалах  $ab$  и  $cd$ , согласно признакам [1–3], определяем как вихри вектора интенсивности. Рассмотрим интервал  $ab$ . Отметим следующую особенность в т. 1: наблюдается минимум уровня  $p(t) \sim -12 \text{ дБ}$ ;  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  испытывает скачок, равный  $\pi$ ;  $\psi = 0^\circ$  и испытывает скачок, равный  $\geq \pi/2$ ;  $\text{Re}\Gamma_z(t)$  переходит через нуль с изменением знака с «+» на «-» (это означает, что вертикальная компонента вектора плотности потока энергии резко меняет свою ориентацию на  $\pi$ ; поворот вектора проходит против вращения часовой стрелки);  $\text{Im}\Gamma_z(t)$  испытывает скачок с переходом через нуль;  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  испытывает скачок от +1,0 до нуля;  $\text{Im}\Gamma_x(t)$  испытывает скачок с переходом через нуль.

Взаимная синхронная динамика исследуемых параметров указывает на то, что фазовый центр

комбинированного приемника находится в окрестности центра вихря (т. 1). Совокупность полученных признаков точно соответствуют модели вихря со знаком «+» [1–3]. Однако наблюдается следующее отклонение от идеальной модели вихря.  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  имеет четыре минимума, но по признаку идеального вихря в т. 1 должен быть только один минимум. Данная особенность возникает вследствие того, что разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  совершает последовательность колебаний на отрезке  $ab$  в пределах  $0^\circ \rightarrow -90^\circ \rightarrow 0^\circ \rightarrow -90^\circ \rightarrow 0^\circ \rightarrow -90^\circ \rightarrow 0^\circ \rightarrow +90^\circ$  (рис. 4, Б), что приводит к периодическим отклонениям величины в пределах от +1 до 0 и далее до -0,4 (рис. 5, В). Общий набег разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  составляет величину  $4\pi$ . Поскольку величина  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  не испытывает значительных флуктуаций (переход  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  через нуль – не флуктуация по признакам вихря), то можно предположить, что вихрь колеблется относительно приемника в пределах отрезка  $ab$  вдоль оси  $x$ . Точнее, это есть колебания (нестабильность) интерференционного поля в данной точке реального волновода, вызванные изменением

гидрофизических параметров окружающей среды.

Таким образом, нам удалось зафиксировать объект, отвечающий признакам вихря вектора акустической интенсивности для стационарного случая и идеального волновода [1–3], но вместе с тем и обладающий новым свойством, связанным с его перемещением вдоль оси  $x$ . Поскольку набег фазы  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  равен  $4\pi$ , то число полных колебаний равно двум, следовательно, частота смещения равна 1 Гц на интервале 2 с.

На интервале  $bc$  фаза  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  флуктуирует около нуля (рис. 4, Б); вдоль оси  $+x$  устанавливается когерентное поле сигнала и  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx +1$  (рис. 5, В). В точках 2 и \* интервала  $bc$   $\text{Re}\Gamma_x(t)$  проходит через нуль с изменением знака с «-» на «+»;  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 90^\circ$ ;  $\psi(t) = 0^\circ$ , флуктуирующая вертикальная компонента вектора интенсивности изменяет направление на  $180^\circ$ . Но в данной т. 2  $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = 90^\circ$ ;  $\text{Im}\Gamma_z(t) \approx +1$ ;  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx +1$ , отсюда следует: данная точка не является особенной точкой фазового фронта. Кроме того, на интервале  $bc$  не могут возникать вихри, поскольку это область конструктивной интерференции (рис. 3, А).

Ситуация на интервале  $cd$  аналогична  $ab$ .

В т. 3 уровень  $p(t)$  упал на  $\sim 3$  дБ; уровень  $S_{V_x}^2$  упал на  $\sim 12$  дБ; уровень  $S_{V_z}^2$  не изменился;  $\Delta\varphi_{pV_z}(t) \approx \pi/2$ ;  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  совершает скачок  $\geq \pi$ ;  $\psi(t)$  совершает скачок  $0^\circ \rightarrow -\pi/2 \rightarrow 0^\circ$ ;  $\text{Re}\Gamma_z(t) \approx 0,2$ ;  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx -0,4$ ;  $\text{Im}\Gamma_z(t) \approx +0,8$ ;  $\text{Im}\Gamma_x(t)$  скачком меняет знак с +1,0 до -1,0. Из-за того, что  $\text{Re}\Gamma_x(t) < 0$ , т.е. поток энергии сигнала направлен на источник и  $S_{V_x}^2(t)$  имеет глубокий минимум, следует, что т. 3 находится в окрестности между центром и седлом вихря, причем ближе к седлу. Далее в т. 4 происходит тот же процесс, т.е. в результате смещения вихрь выходит из т. 3, затем возвращается в неё обратно, точки 3 и 4 – это фиксация одного и того же положения вихря относительно фазового центра приемника. В т. 5  $\text{Re}\Gamma_z(t)$  меняет знак с «+» на «-»;  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1$ ,  $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pi/2$ ; но  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0^\circ$ ;  $\psi(t) = 0^\circ$ ;  $\text{Im}\Gamma_z(t) \pm 1$ . В т. 5 нет вихря. В т. 6 находится центр вихря, так как  $\text{Re}\Gamma_z(t) = 0$  и меняет знак с «-» на «+»;  $\text{Im}\Gamma_z(t) = 0$ ;  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow 0$ ;  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  испытывает скачок от  $\pi/2$  к  $0^\circ$ . Далее центр вихря перемещается в т. 7 и 8 и затем опять возвращается в т. 6. Частота смещений  $\sim 2$  Гц.

На интервале  $cd$  наблюдается вихрь со знаком «-». Циркуляция потока энергии совершается по часовой стрелке. При регулярных изменениях  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  изменяется незначительно в пределах  $45^\circ - 90^\circ$ . Таким образом, на интервале  $cd$  также наблюдаются регулярные смещения вихря вдоль оси  $x$ .

Все обнаруженные вихри  $a-\theta$  имеют общие характерные признаки с вихрем  $\zeta$ , т.е. мы имеем дело

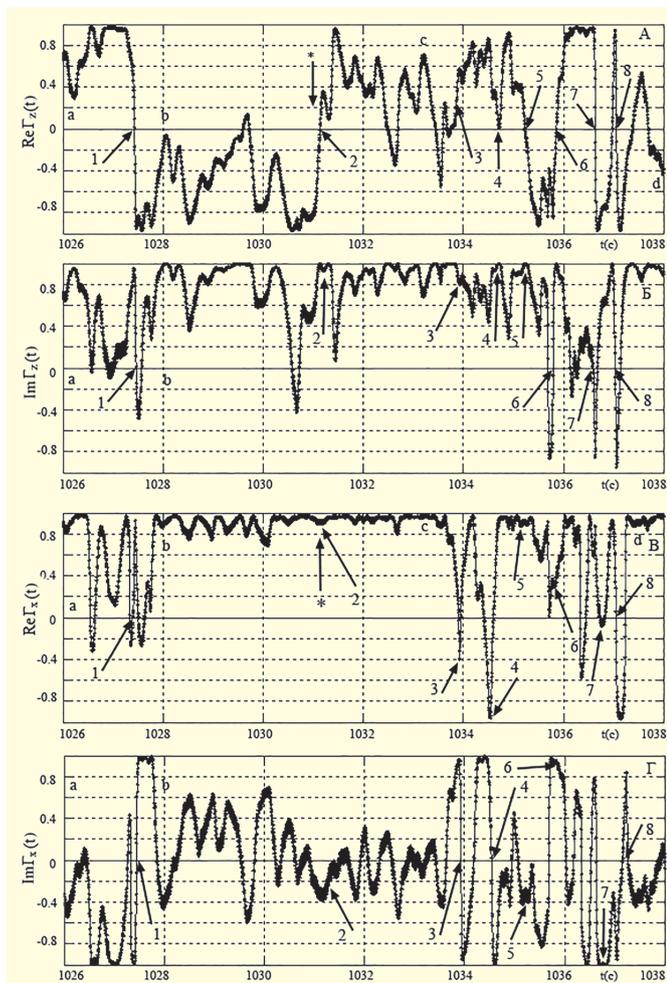


Рис. 5. Вихрь  $\zeta$ . Зависимость от времени: А – реальная часть  $z$ -компоненты функции временной когерентности  $\text{Re}\Gamma_z(t)$ ; Б – ее мнимая часть –  $\text{Im}\Gamma_z(t)$ ; В –  $\text{Re}\Gamma_x(t)$ ; Г –  $\text{Im}\Gamma_x(t)$ . Время усреднения 0,025 с

со стационарным случайным статистическим процессом. Далее покажем портреты вихрей  $\delta$  и  $\theta$ , поскольку вихри  $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \eta$  подобны  $\delta, \zeta, \theta$  и не несут новой информации.

**Вихрь дельта  $\delta$**  (рис. 6). Вихрь  $\delta$  наблюдается на временном интервале реализации  $\Delta T_4 = 851$  с – 871 с = 20 с, расстояние между приемником и источником равно  $\sim 900$  м. Интервал  $ad$  равен 14 с, что соответствует расстоянию 21 м, пройденному судном. Имеем два относительных минимума акустического давления  $p(t)$ : на интервале  $ab$  «провал» уровня акустического давления составляет  $\sim 8$  дБ, на  $bc$  – 5 дБ. Интервалы  $ab$  и  $cd$ , разделенные промежутком  $bc = 3$  с  $\rightarrow \sim 4,5$  м (рис. 6, А). От т. 1 до т. 10  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  флуктуирует в пределах от  $-90^\circ$  до  $+90^\circ$ , «выбросы» флуктуаций достигают  $\pm 180^\circ$  (рис. 6, Б). Приемник находится в области вихря между центром и седлом, ближе к центру в т. 1, периодически выходит из вихря т. 1 (т. 1 – центр, так как  $\text{Re}\Gamma_x(t) = 0$ ). Точка 2 и другие точки, в которых  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx +1$  (рис. 7, В), соответствуют  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0^\circ$  (рис. 7, Б). Движение вихря вдоль оси  $x$  приводит к флуктуациям от  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx 0$  (т. 1, 4, 6, 7) до  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow -1$  (т. 3, 5, 8, 9, 10).

Набег фазы  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  составляет  $8\pi$  (четыре полных колебания) на временном интервале колебаний, равном 4 с. Частота смещений  $\sim 1$  Гц. На интервале  $cd$  наблюдаются колебания  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow -1$ .

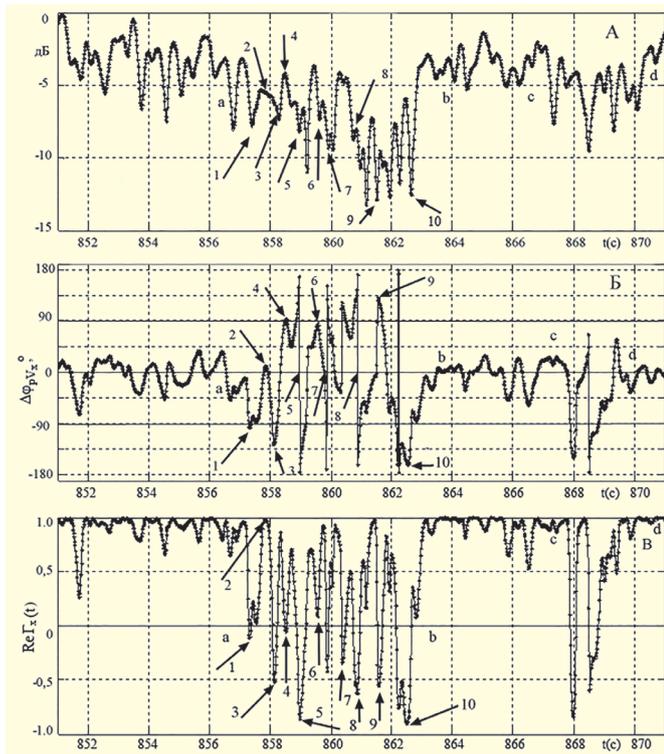


Рис. 6. Вихрь  $\delta$ . Зависимость от времени: А – огибающая акустического давления  $p(t)$ ; Б – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ; В – реальная часть  $x$ -компоненты функции временной когерентности  $\text{Re}\Gamma_x(t)$ . Время усреднения 0,025 с

**Вихрь тэта  $\theta$**  (рис. 7). Вихрь  $\theta$  наблюдается на временном интервале реализации  $\Delta T_8 = 1175$  с – 1183 с = 8 с. Собственно, сам вихрь занимает интервал от 1178 с до 1180 с, т.е.  $\sim 2$  с, что соответствует расстоянию  $\sim 3$  м. Второй вихрь не попал в данную реализацию, остался «за кадром». На рис. 7 наблюдаются три идентичных флуктуации  $p(t), \Delta\varphi_{pV_x}(t), \text{Re}\Gamma_x(t)$ . Если проследить изменение вихря от т. а до т. 4, то можно отметить, что  $p(t)$  флуктуирует с понижением уровня, в т. 4 уровень падает на  $\sim 13$  дБ (область деструктивной интерференции);  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  совершает поворот на угол  $2\pi$  по часовой стрелке;  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  в точках а и 4 достигает величины  $\sim +1$ , но в т. 2  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx -1$ , что соответствует области вихря между центром и седлом.

Следующая флуктуация начинается в противофазе первой, если в точке 1  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = -(\pi/2)$  и далее стремится к  $-\pi$ , то на отрезке 5–6  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  изменяется от  $+\pi/2$  до  $0^\circ$ . От т. 6 до т. 10 вторая флуктуация повторяет первую.  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  от т. 6 до т. 10 ведет себя аналогично первой, т.е.  $\text{Re}\Gamma_x(t) = -1$  в точке 8. Третья флуктуация  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  и  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  от т. 10 до т. 14 повторяет первую и вторую. Следует отметить, что третья флуктуация полностью идентична первой. Набег разности фаз  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  равен  $6\pi$ , т.е. частота смещения вихря равна 1,5 Гц.

Рассматривая вихрь  $\theta$  как физический объект, делаем вывод: комбинированный приемник находится

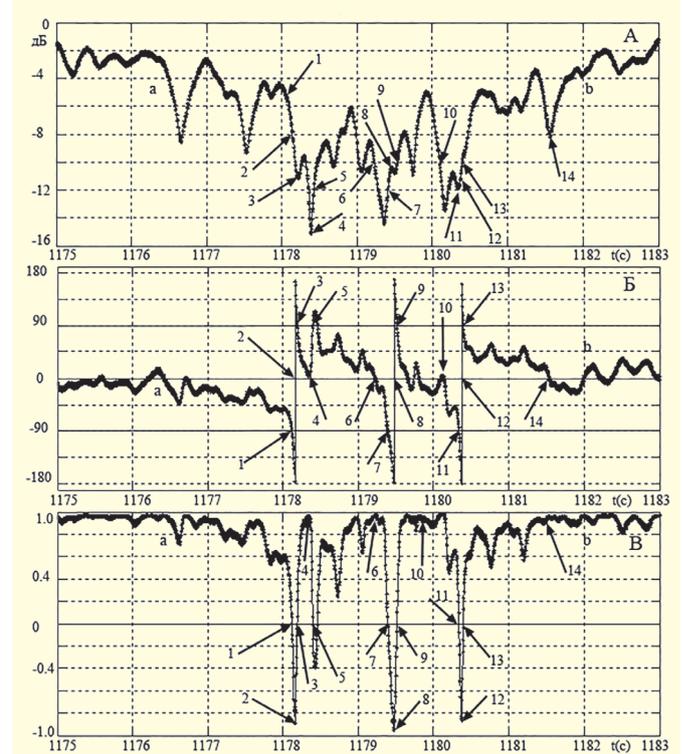


Рис. 7. Вихрь  $\theta$ . Зависимость от времени: А – огибающая акустического давления  $p(t)$ ; Б – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ; В – реальная часть  $x$ -компоненты функции временной когерентности  $\text{Re}\Gamma_x(t)$ . Время усреднения 0,025 с

в области вихря между центром и седлом и на время  $\sim 1,0 \div 1,5$  с он выходит из области, в которой  $\text{Re}\Gamma_x(t) = -1$ , в область, в которой  $\text{Re}\Gamma_x(t) = +1$ , т.е. практически выходит из области деструктивной интерференции. Таким образом, вихрь совершает колебания относительно приемника. За время  $\sim 2$  с вихрь совершает колебания с частотой 1,5 Гц. С другой стороны, поскольку вихрь есть результат интерференции акустического поля тонального сигнала, то отсюда следует: в области деструктивной интерференции интерференционное поле флукутирует с частотой 1,5 Гц. Таким образом, наблюдая динамику вихря во времени, возможно следить за флукутациями интерференционного поля, отсюда возникает возможность связать данные флукутации с причинами, их вызывающими.

Сравнивая вихри  $\delta$ ,  $\zeta$ ,  $\theta$ , видим, что колебания разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  происходят по одной и той же схеме (рис. 4, Б, 6, Б, 7, Б), т.е. работает один и тот же механизм, управляющий вихрем. Соотношение сигнал/шум также влияет на характеристики вихря. В интервале  $ab$  вихрь  $\delta$  имеет «провал» уровня  $p(t) \sim 8$  дБ, длительность 4 с; вихрь  $\zeta$ :  $p(t) \sim 12$  дБ, длительность 2 с; вихрь  $\theta$ :  $p(t) \sim 13$  дБ, длительность 2 с. Отсюда реальное время наблюдения вихря составляет от 2 до 4 с, что соответствует его реальной длине от 3 до 6 м, что больше  $0,1\lambda$ . Как следует из рис. 3–6, вихри образуют пары с противоположными знаками на расстоянии порядка длины волны сигнала. Отсюда ясно, что механический момент импульса такой пары должен быть равен нулю.

Обсудим движение вихрей. Из [1, 13] следует, что при интерференции большого числа волн, приходящих с различных направлений, в результирующем поле всегда существуют особые точки – дислокации (центры) и сёдла. В особых точках плотность потока энергии равна нулю. Дислокации и сёдла связаны друг с другом и образуют устойчивую топологическую структуру – вихрь. В интерференционном процессе центры «привязаны» к точкам минимума акустического давления, но минимумы колебательной скорости «привязаны» к седловым точкам. В реальном интерференционном процессе смещение минимума давления представляется естественным явлением, так же как и смещение минимума колебательной скорости. Смещение нуля давления приводит к тому, что седловые точки, как показано в [1, 13], «совершают своеобразный «танец» вблизи нулей поля». Действительно, рассмотрим интервал  $ab$  и  $cd$  вихря  $\zeta$  (рис. 5, В). На  $ab$  центром является точка 1, вокруг неё сгруппированы точки с  $\text{Re}\Gamma_x(t) \sim -0,3$ . На интервале  $cd$  наблюдается подобная ситуация: в т. 6 находится центр, из которой он перемещается в т. 7, вокруг наблюдаются точки,

в которых  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow -1$ . Совпадения эксперимента и теории более чем очевидны, в результате интерференции в акустическом поле рождается топологически устойчивый физический объект – вихрь. Естественно, что существует непосредственная связь между вихрем и завихренностью.

При анализе вихрей  $\delta$ ,  $\zeta$ ,  $\theta$  в статье не приведена функция  $\text{rot}_y I_{zx}(t) = \langle V_z V_x \sin \Delta\varphi_{zx}(t) \rangle$  (см. (5)). Из [4] следует, что разность фаз  $\Delta\varphi_{zx}(t)$  подобна  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  и отличается от неё только сдвигом фазы  $\pi/2$ . Как следует из рис. 4, Б, 6, Б, 7, Б, в области конструктивной интерференции  $\langle \sin \Delta\varphi_{zx}(t) \rangle \rightarrow +1$  и ротор достигает значительных величин, что характеризует степень завихренности. В области деструктивной интерференции из-за частой смены фазы  $\Delta\varphi_{zx}(t) \langle \sin \Delta\varphi_{zx}(t) \rangle \rightarrow 0$ . Таким образом, для исследования ротора в области деструктивной интерференции необходимо проводить исследования при других временах усреднения и других условиях эксперимента.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые экспериментально исследованы вихри вектора акустической интенсивности в реальном волноводе мелкого моря. Показано, что в области деструктивной интерференции наблюдаются физические объекты, которые определяем как вихри, поскольку их характеристики совпадают с известными детерминированными характеристиками вихрей в идеальном волноводе.

Показано:

- впервые в реальном волноводе мелкого моря обнаружены физические объекты, которые классифицируются как вихри вектора акустической интенсивности;
- в областях деструктивной интерференции вихри образуют пары со знаками «+» и «-», момент импульса такой пары должен быть равен нулю;
- свойства вихрей зависят от величины отношения сигнал/шум;
- обнаружено, что вихри совершают колебательные смещения вдоль оси волновода с частотой  $\sim 1,5$  Гц.

Интерференционные акустические процессы в океане находятся в причинной связи с гидрофизическими процессами, происходящими в океане, и, следовательно, динамика вихря во времени является источником информации об изменчивости океанической среды. Таким образом, подвижность вихря обусловлена флукутациями интерференционного поля.

Результаты исследований оригинальны и должны учитываться в реальных моделях мелкого моря и прикладных задачах гидроакустики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 2. С. 260–265.

2. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового фронта волнового поля // Журн. exper. теор. физ. 1993. Т. 104, № 5 (11). С. 3769–3783.

3. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 6. С. 781–788.

4. Щуров В.А., Ляшков А.С. Динамика векторно-фазовых характеристик интерференционного поля низкочастотного сигнала в мелком море // Акуст. журн. 2018 (в печати).

5. 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.

6. 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.

7. Щуров В.А., Ляшков А.С., Черкасов А.В. Вихри вектора акустической интенсивности в интерференционных полях мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2012. № 1 (13). С. 4–14

8. Щуров В.А., Ляшков А.С. О некоторых особенностях энергетических характеристик интерференционного акустического поля мелкого моря // Акуст. журн. 2013. Т. 59, № 4. С. 459–468.

9. Shchurov V.A. Large-and small-scale acoustic vortices intensities assessment // Proc. of Meetings on Acoustics. PRUAC. Vol. 24. JASA, 2015.

10. Щуров В.А., Черкасов А.В., Касаткин Б.А., и др. Аномальные особенности структуры поля вектора интенсивности в акустических волноводах // Подводные исследования и робототехника. 2011. № 2 (12). С. 4–17.

11. Dall'Osto D.R. Properties of the Acoustic Vector Field in Underwater Waveguides: A dissertation for the degree of Doctor of Philosophy. University of Washington, 2013.

12. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.

13. Wright F.J., Nye J.F. Dislocations in diffraction patterns: continuous waves and pulses // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1982. Vol. 305. P. 339–382.