

ПЕРЕНОС АКТИВНОЙ И РЕАКТИВНОЙ КОМПОНЕНТ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ВИХРЕ ВЕКТОРА ИНТЕНСИВНОСТИ

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

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва, г. Владивосток
shchurov@poi.dvo.ru*

Исследуется вихревой перенос энергии акустического поля движущегося источника в волноводе мелкого моря. В регулярном волноводе мелкого моря глубиной ~ 30 м приповерхностный источник тонального излучения частотой 88 ± 1 Гц перемещается к приемной системе с постоянной скоростью $\sim 1,5$ м/с. Скорость звука равна 1520 м/с, длина волны излучения $\lambda \approx 15,2$ м. Дно волновода на всей длине протяжки ровное песчаное с небольшим уклоном в сторону залива Петра Великого от ~ 30 м до ~ 32 м. Температура воды не зависит от глубины.

Существуют теоретические модели вихря вектора акустической интенсивности, в которых в петле сепаратрисы находятся замкнутые линии тока энергии окружающие особую точку «центр», что на реальных вихрях не показано.

В работе исследуются данные натурального эксперимента двух разнесенных в пространстве комбинированных приемников Π_1 и Π_2 на временном интервале протяжки от 1070 с до 1200 с, длина протяжки ~ 200 м. Приемники разнесены по горизонтали на 1,2 м, по вертикали 0,7 м. Оба комбинированных приемника находятся в области одного вихря. Линейные размеры каждого из приемников много меньше длины волны излучения и приемники считаем точечными. X-компонента вектора плотности потока акустической энергии источника совпадает с осью координат $+0x$ приемников. Рассматривается малый временной интервал протяжки $\Delta T = 1074 \text{ с} - 1080 \text{ с} = 6 \text{ с}$, что соответствует расстоянию 9 м. На данном отрезке при $t_1 \approx 1076$ с наблюдается скачек разности фаз между акустическим давлением и x-, z-компонентами колебательной скорости частиц среды $\Delta \varphi_{pV_{x,z}}(t_1) = +2\pi$, вызванный дислокацией фазового фронта.

Исследуется движение энергии в двух разнесенных точках однородного когерентного акустического поля в области дислокации и вихря вектора интенсивности. Введем необходимые определения используя метод комплексных функций [1]. В случае гармонической волны связь акустического давления $p(\mathbf{r}, t)$ и вектора колебательной скорости $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ определяется уравнением Эйлера $\mathbf{V}(t) = \frac{1}{\rho\omega} \text{grad} p(t)$, где ω – круговая частота, ρ – плотность среды, $i = \sqrt{-1}$. Для движущегося сигнала переменные $\mathbf{r}$ и t равносильны. В комплексном виде плотность потенциальной энергии $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(t)p^*(t)$, плотность кинетической энергии $T = \frac{\rho}{4} \mathbf{V}(t)\mathbf{V}^*(t)$, где $p^*(t)$ и $\mathbf{V}^*(t)$ есть комплексно-сопряженные величины для $p(t)$ и $\mathbf{V}(t)$. Вектор комплексной интенсивности $\mathbf{I}_c(t) = I(t) + iQ(t)$. Вектор активной интенсивности $\mathbf{I}(t) = \frac{1}{2\omega\rho} p^2(t)\text{grad}\Phi(t)$, где $\Phi(t)$ есть фаза акустического давления $p(r, t) = P(r)e^{-i(\omega t - \Phi(r))}$. Вектор реактивной интенсивности $\mathbf{Q} = -\frac{1}{2\omega\rho} p(t)\text{grad}P(t) = -\frac{1}{4\omega\rho} \text{grad}U(t)$. Связь T и U определяется соотношением $\text{div}\mathbf{Q} = -2\omega(T - U) = -2i\omega L$, где L – плотность Лагранжеана. Отсюда следует, при $T \neq U$ $\text{div}\mathbf{Q} \neq 0$, т.е. реактивная компонента $\mathbf{Q}(t)$ в акустическом поле без источников может иметь источники и стоки. В свободном поле $T = U$. Соотношения для гармонической волны справедливы для средних значений тонального сигнала.

Обнаружить вихрь в волноводе мелкого моря возможно, если акустический центр комбинированного приемника окажется в области дислокации фазового фронта или особой точки «центр». Положение дислокации определяется по скачку разности фаз на величину $\pm 2\pi$; в особой точке «центр» спектральная плотность мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$ стремится к нулю. Вихрь при скачке $\pm 2\pi$ называем простым [2–4].

Рисунки 1А, Б, В, Г и рисунки 2Д, Е, Ж, З указывают на присутствие необходимых признаков существования вихря вектора интенсивности на временном интервале $\Delta T = 1074 \text{ с} - 1080 \text{ с} = 6 \text{ с}$, что соответствует расстоянию протяжки 9 м.

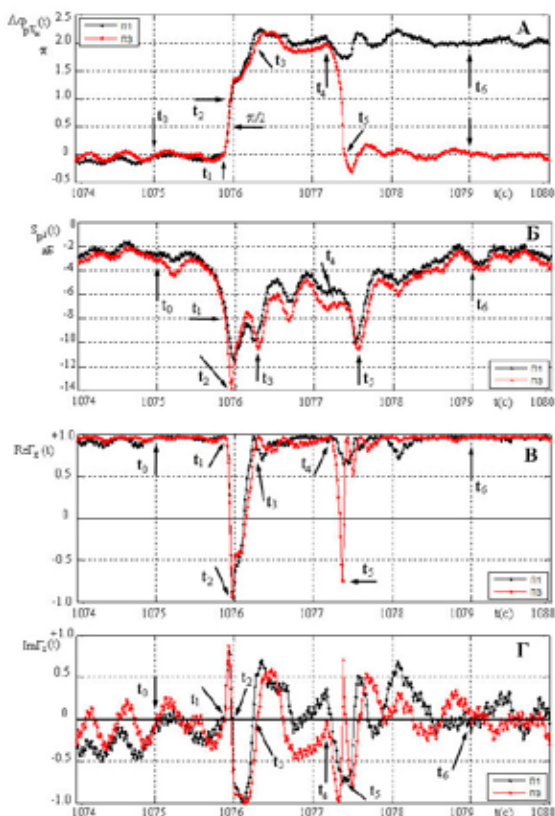


Рис. 1. Зависимость от времени (расстояния) для комбинированных приемников П₁ и П₃: А – разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; Б – спектральной плотности мощности давления $S_{p^2}(t)$; В, Г – x-компоненты функции нормированной когерентности $\text{Re}\Gamma_x(t)$, $\text{Im}\Gamma_x(t)$

Из рисунков 1А, Б, В следует; т.т. t_0 , t_6 соответствуют невозмущенному когерентному полю при $\Delta\varphi_{pV_x}(t_0) = 0^\circ$, $S_{p^2}(t_0) \rightarrow \max$, $\text{Re}\Gamma_x(t_0, t_6) = +1.0$. В т.т. t_1 происходит скачек разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t_1) = +2\pi$, связанный с переходом фазы на другую фазовую плоскость (дислокация). Обращение фазового фронта в т.т. t_2 связано с переходом $\Delta\varphi_{pV_x}(t_2)$ через $+\pi$, $\text{Re}\Gamma_x(t_2)$ совершает скачек от $+1.0$ до -1.0 . В конечном итоге, на временном интервале т.т. $t_3 - t_6$ горизонтальная компонента плотности потока энергии проходит через вихрь. Внутри вихря: от т.т. t_1 $S_{p^2}(t_2)$ плавно достигает min в

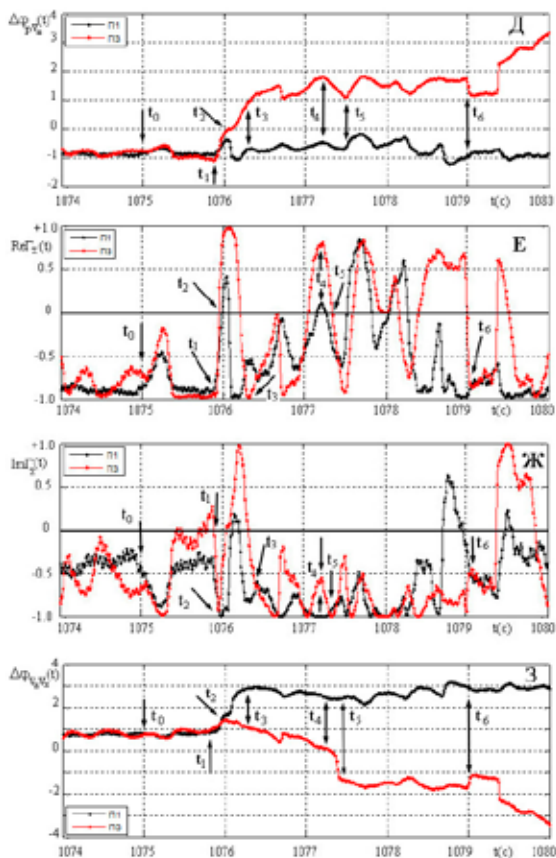


Рис. 2. Зависимость от времени (расстояния) для комбинированных приемников Π_1 и Π_3 : Д – разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$; Е, Ж – функции нормированной когерентности $\text{Re}\Gamma_z(t)$, $\text{Im}\Gamma_z(t)$; З – разности фаз $\Delta\varphi_{V_x}(t)$. На Д, З шкала в π

$t.t_2$ и флуктуирует относительно особой точки центр до $t.t_5$, образуя потенциальную яму с переменным значением потенциальной энергии $U(t_2 - t_5)$. Значительные колебания уровня $S_{p^2}(t_2 - t_5)$ порождают реактивную компоненту акустического поля, поскольку $Q = \text{grad}P(t_2 - t_5)$. Активная и реактивная компоненты $\text{Re}\Gamma_x(t)$ и $\text{Im}\Gamma_x(t)$ в $t.t_2$ и $t.t_5$ испытывают обращение волнового фронта, т.к. $\Delta\varphi_{pV_x}(t_2, t_5)$ проходит в этих точках через $\pm\pi$. На интервале от

т.т.₃ до т.т.₆ $\text{Re}\Gamma_x(t) = +1,0$, т.е. поток энергии проходит через вихрь, огибая точку центра. Реактивная компонента $\text{Im}\Gamma_x(t)$ испытывает значительные трансформации: при т.т.₀ и т.т.₆ $\text{Im}\Gamma_x(t) \approx 0$, при $t_1 - t_5$ колеблется в пределах $\pm 1,0$, т.е. изменяется как по величине, так и по направлению. Поскольку реактивная x -компонента вектора $Q_x(t)$ (в данном представлении это $\text{Im}\Gamma_x(t)$) всегда направлена в центр вихря [1], указывая на то, что давление имеет минимум в центре вихря. Из рисунка 1Г следует: на интервале $t_2 - t_3$ движение реактивной энергии $Q_x(t_3 - t_5)$ противоположно направлению распространения сигнала, т.е. $\text{Re}\Gamma_x(t) = -\text{Im}\Gamma_x(t) = -1,0$. Кривые на рис. 1А – В для активной части поля можно считать идентичными для Π_1 и Π_3 , поскольку пространственное разнесение приемников $l_x = 1,2$ м, $l_z = 0,7$ м малы по сравнению с длиной волны. Однако, кривые $\text{Im}\Gamma_x(t)$ для Π_1 и Π_3 различны. Скачок разности фаз в т.т.₅ $\Delta\varphi_{pV_x}(t_4 - t_5) = -2\pi$ на приемнике Π_3 показывает, что приемники находятся в различных условиях акустического поля вихря. Вертикальная компонента разности фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ приемника Π_1 не реагирует на скачок $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = +2\pi$ (рис. 2Д).

Вертикальная z -компонента активной части поля $\text{Re}\Gamma_z(t_0, t_6) = -1,0$, т.е. в когерентном невозмущенном поле вертикальный поток энергии имеет направление дно-поверхность. В т.т.₁ скачок $\text{Re}\Gamma_z(t_1)$ от $-1,0$ до $+1,0$; $\text{Im}\Gamma_z(t_1)$ от 0 до $+1,0$. Далее от т.т.₁ до т.т.₅ $\text{Re}\Gamma_z(t)$ меняет знак от $-1,0$ и проходит через нуль до $\approx +1,0$. Реактивная компонента $\text{Im}\Gamma_z(t)$ в т.т.₀ равна $\sim 0,5$, в т.т.₁ от нуля до $-1,0$, далее до нуля, от т.т.₃ до т.т.₆ $\text{Im}\Gamma_z(t)$ колеблется относительно $-1,0$. Поскольку $\text{Im}\Gamma_x(t)$ и $\text{Im}\Gamma_z(t)$ всегда направлены в особую точку центр, то из представленного анализа следует, что реактивная часть энергии акустического поля не может образовать циркуляцию охватывающую точку центра, т.е. образовать ротор акустического поля. Из проведенного выше анализа для $\text{Re}\Gamma_x(t)$ и $\text{Re}\Gamma_z(t)$ следует, что активная часть плотности потока энергии, не образуя замкнутых линий тока проходит через область вихря. Полученные результаты противоречат работам [1, 2, 4]. В области вихря (рис. 23) разности фаз $\Delta\varphi_{V_z}(t)$ от т.т.₃ до т.т.₅ для Π_1 и Π_3 отличаются на 2π флуктуируя относительно $\pm\pi/2$, что указывает на устойчивость вихря [5].

Из проведенного анализа натурального эксперимента в реальном волноводе следует, в когерентном акустическом поле активная компонента вектора комплексной интенсивности составляет

угол с осью +0х (осью волновода) угол $\sim 45^\circ$. Дислокация фазового фронта разворачивает на 180° х, z-компоненты вектора активной интенсивности. В результате результирующее направление составляет с осью +0х угол $(180^\circ + 45^\circ)$ и, вращаясь против часовой стрелки, совпадает с направлением +0х. При выходе из вихря в когерентном поле принимает исходное направление $+45^\circ$ относительно +0х. Горизонтальная реактивная составляющая компонента флуктуирует и незначительна. Вертикальная компонента в вихре присутствует стоячей волной. Наличие двух приемников не позволяет установить замкнутость тока энергии, которые обсуждаются в теоретических работах [1, 2, 4]. Индивидуальность данной работы заключается в том, что не существует других источников, в которых обсуждались бы проблемы вихрей в реальном волноводе мелкого моря. Требуется дальнейшие исследования.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ (19-55-15005, 20-05-00162) и гранта МД-148.2020.5.

Литература

1. Mann J., Tichy T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. V. 82. № 4. P. 17-30.
2. 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.
3. Щуров В.А. Движение акустической энергии в океане. Владивосток. Информац.-полиграф. хозрасчет. центр ТИГ ДВО РАН. 2019. 204 с. ISBN 978-6043211-5-7 (Shchurov V.A., Movement of Acoustic Energy in the Ocean. Springer 2022. 204 p.)
4. Waterouse R.V., Yates T.W., Feit D., Liu Y.N. Energy streamlines of a sound source // J. Acoust. Soc. Am. 1985. 78(2). P. 758-762.
5. Щуров В.А. Фазовый механизм устойчивости вихря вектора акустической интенсивности в мелком море// Подводн. иссл. и робототехника. 2022. № 3(41). С. 79-89. DOI:10.37102/1992-4429_2022_41_03_07.