

УДК 534.231

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МЕЛКОГО МОРЯ

© 2013 г. В. А. Щуров\*, \*\*, А. С. Ляшков\*

\*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН

690041 Владивосток, ул. Балтийская 43

Тел.: (423) 231-21-01; E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

\*\*Кафедра физики Морского государственного университета им. адм. Г.И. Невельского

690059 Владивосток, ул. Верхнепортовая 50а

Поступила в редакцию 23.10.2012 г.

Приведены результаты исследований скалярных и векторных энергетических характеристик реального акустического интерференционного поля мелкого моря на основе представлений о монохроматических полях и общих полевых векторных соотношениях. Важность рассматриваемых величин заключается в том, что они являются компонентами тензора энергии–импульса акустического поля. Горизонтальные компоненты вектора комплексной интенсивности представлены только своими реальными частями, т.е. мнимые части горизонтальных компонент вектора интенсивности равны нулю; вертикальная компонента имеет как реальную, так и мнимую части. Мнимая часть вертикальной компоненты комплексной интенсивности связана с интерференционным полем акустического давления (потенциальной энергией). Энергетические характеристики акустического поля мелкого моря, полученные в натурном эксперименте, соответствуют общим теоретическим полевым соотношениям.

*Ключевые слова:* акустика океана, активная и реактивная интенсивности, векторная акустика, вихри вектора интенсивности, интерференция в мелком море, комплексная интенсивность.

DOI: 10.7868/S032079191304014X

### ВВЕДЕНИЕ

Интерференционные свойства акустического поля мелкого моря обстоятельно исследованы ранее как в экспериментальном, так и в теоретическом аспектах. Однако, все эти исследования основывались на анализе поля акустического давления (потенциальной энергии) [1–4]. В экспериментальных работах [1–3] было установлено, что на сонограммах широкополосного сигнала в координатах частота–расстояние акустическое давление имеет выраженную регулярную интерференционную структуру. Пространственная регулярность расположения максимумов и минимумов в интерференционном поле может быть описана посредством интерференционного инварианта в зависимости от распределения скорости звука по глубине, частоты и толщины волновода [4].

Векторно-фазовые акустические подводные исследования мелкого моря последних лет [5–11] показали, что регулярная интерференционная структура акустического давления [1–4] порождает периодическую структуру  $z$ -компоненты вектора акустической интенсивности. Периодическая смена направления  $z$ -компоненты вектора интенсивности обусловлена тем, что разность фаз между акустическим давлением и  $z$ -компонентой колебательной скорости меняется скачком на

$180^\circ$  в точках минимума и максимума интерференционной картины. Смена направления вектора интенсивности в вертикальной плоскости на величину порядка  $120^\circ$  приводит к образованию вихревых структур вектора интенсивности [8]. Впервые вихревые структуры вектора интенсивности в условиях мелкого моря были обнаружены в дальнем поле источника в экспериментах 2008 г. в заливе Петра Великого Японского моря [5]. Возможность существования вихревых свойств вектора интенсивности, согласно теории, следует из общих полевых векторных соотношений для акустического поля [12–14]. До появления работы [5] считалось, что вихри вектора интенсивности могут существовать только в ближнем поле источника. Данное утверждение основано на том, что в научной литературе вопрос о существовании вихрей интенсивности для ближнего поля считался очевидным как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения, но существование вихрей интенсивности в дальнем поле не обсуждалось (см., например, [12–15]). Таким образом, обнаружение вихревых структур вектора интенсивности в мелком море в дальнем поле источника открывает новые возможности в исследовании сложных акустических полей.

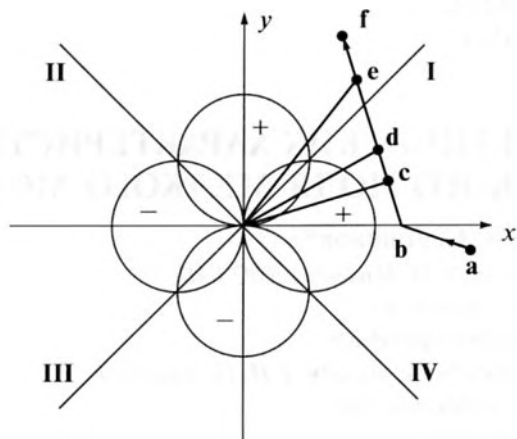


Рис. 1. Схема прохода судна относительно характеристик направленности каналов  $x$  и  $y$  векторного приемника:  $b$  – точка пересечения оси  $x$ ;  $c$  – точка положения траверза (расстояние  $\sim 1000$  м); точка  $d$  соответствует времени прохода  $t_1 = 2125$  с; точка  $e$  соответствует времени  $t_2 = 2450$  с; точка  $f$  соответствует времени  $t_3 = 2800$  с (расстояние от траверза  $\sim 2500$  м).

Данная работа посвящена анализу фундаментальных связей скалярных и векторных энергетических характеристик в интерференционном поле мелкого моря.

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Натурные исследования проводились с помощью четырехкомпонентных комбинированных систем в диапазоне частот 5–1000 Гц. Ось  $z$  вертикальна и направлена от поверхности к дну, оси  $x$  и  $y$  лежат в горизонтальной плоскости. Расстояние между движущимся источником излучения и приемной системой во время эксперимента изменялось в пределах 1000–2500 м. В точке измерений глубина места составляла 120 м. Комбинированный приемник находится на глубине 70 м.

В качестве широкополосного источника (диапазон частот 20–800 Гц) было использовано крупнотоннажное медленно движущееся судно, идущее с постоянной скоростью 1.5 м/с. Судно прошло мимо приемной системы с траверзным расстоянием  $\sim 1000$  м и удалялось от приемной системы на расстояние  $\sim 2500$  м. Весь путь судна проходил в мелководной части акватории. Глубины места, над которым двигалось судно, составляли от 100 до 200 м. Дно представляет собой относительно ровную поверхность с небольшим уклоном в сторону свала глубины. Таким образом, условия эксперимента соответствуют параметрам мелкого моря. Основной вклад в формирование акустического поля в исследуемом волноводе дают рефрагированные у поверхности лучи с последующим отражением от дна. Во вре-

мя эксперимента движущийся источник менял свое положение относительно горизонтальных осей системы координат  $xOy$  векторного приемника (рис. 1). На участке  $ab$  (IV четверть) судно приближается к приемнику. В точке  $b$  судно пересекает ось  $x$  и переходит в I четверть. После траверза (точка  $c$ ) судно удаляется в направлении точки  $f$  на расстояние  $\sim 2500$  м.

### ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Рассмотрим теоретическую модель акустического поля с учетом не только скалярных, но и векторных характеристик. Определим акустическое давление  $p(r, t)$  и колебательную скорость частиц среды  $\vec{V}(r, t) \{V_x(r, t), V_y(r, t), V_z(r, t)\}$  для монохроматического сигнала в виде [13]:

$$p(r, t) = P(r)e^{i(\omega t - \varphi(r))}, \quad \vec{V}(r, t) = \left(-\frac{1}{i\omega\rho}\right) \text{grad } p(r, t) = \left(\frac{1}{\omega\rho}\right) [P(r) \text{grad } \varphi(r) + i \text{grad } P(r)] e^{i(\omega t - \varphi(r))}. \quad (1)$$

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

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

где  $\vec{I}(r) = \frac{1}{2\omega\rho} P^2(r) \text{grad } \varphi(r)$  – вектор активной интенсивности монохроматической волны, т.е.

$\text{Re } \vec{I}_c$ ;  $\vec{Q}(r) = -\frac{1}{2\omega\rho} P(r) \text{grad } P(r)$  – вектор реактивной интенсивности, мнимая компонента акустической волны, т.е.  $\text{Im } \vec{I}_c(r)$ . Векторные свойства активной и реактивной интенсивности могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности:

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

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

потенциальной энергии;  $T = \frac{\rho}{4} \vec{V}(r) \vec{V}^*(r)$  – плотность кинетической энергии. Из системы уравнений (3) следует, что вектор интенсивности (вектор плотности потока энергии) по своей природе всегда будет обладать вихревыми свойствами, если векторное произведение  $\vec{I} \times \vec{Q} \neq 0$ , т.е. если вектора  $\vec{I}$  и  $\vec{Q}$  неколлинеарны. Как показывают эксперименты, в интерференционном поле мел-

кого моря на расстояниях от источника много больше глубины места, это условие может быть выполнено [5–11].

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

$$\Delta\varphi_i(r, \omega) = \arctg \frac{\text{Im } S_{pV_i}(r, \omega)}{\text{Re } S_{pV_i}(r, \omega)}, \quad i = (x, y, z). \quad (4)$$

Разности фаз  $\Delta\varphi_{i,j} = \varphi_i - \varphi_j$  между компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_{i,j}(r, \omega) = \arctg \frac{\text{Im } S_{V_i V_j}(r, \omega)}{\text{Re } S_{V_i V_j}(r, \omega)}, \quad i, j = (x, y, z), \quad (5)$$

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

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

$$\Gamma_{pV_i}(t) = \frac{\langle \tilde{p}(t) \tilde{V}_i^*(t) \rangle_T}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t) \rangle_T \langle \tilde{V}_i(t) \tilde{V}_i^*(t) \rangle_T}} = \text{Re } \Gamma_{pV_i}(t) + \text{Im } \Gamma_{pV_i}(t), \quad (i = x, y, z), \quad (6)$$

где  $\tilde{p}(t)$ ,  $\tilde{V}_i(t)$  – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости на частоте  $\omega$ ,  $i = x, y, z$ ;  $\langle \dots \rangle_T$  – линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величины  $\text{Re } \Gamma_{pV_i}(t)$  представляют собой нормированные значения  $x$ -,  $y$ - и  $z$ -компонент функции корреляции между каналами  $p(t)$  и  $V_i(t)$  при задержке  $\tau = 0$ , что эквивалентно нормированным  $i$ -м компонентам вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности)  $\vec{I}_c(t) = p(t) \vec{V}^*(t)$  на частоте  $\omega$ , усредненной по нескольким периодам [16].

Как следует из основных полевых соотношений (3),  $\text{rot Re } \vec{I}_c \neq 0$ , но  $\text{rot Im } \vec{I}_c = 0$ . Найдем выражения для ротора вектора интенсивности, записанные через характеристики акустического поля, определяемые из эксперимента:

$$\text{rot}(p \vec{V}^*) = p \text{rot } \vec{V}^* + [\text{grad } p \times \vec{V}^*] = [\text{grad } p \times \vec{V}^*], \quad (7)$$

поскольку  $\text{rot } \vec{V}^* = 0$ . Используя уравнение Эйлера  $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega} \text{grad } p$ , получим ротор, выраженный

через компоненты колебательной скорости и разности фаз:

$$\begin{aligned} \text{rot}(p \vec{V}^*) &= -i\omega\rho [\vec{V} \times \vec{V}^*] = \\ &= -2\omega\rho [V_y V_z \sin(\varphi_z - \varphi_y) \vec{i} + V_x V_z \sin(\varphi_z - \varphi_x) \vec{j} + \\ &\quad + V_x V_y \sin(\varphi_x - \varphi_y) \vec{k}] = \\ &= -2\omega\rho [\vec{i} \text{rot}_x p \vec{V}^* + \vec{j} \text{rot}_y p \vec{V}^* + \vec{k} \text{rot}_z p \vec{V}^*], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $V_x, V_y, V_z$  – амплитудные значения компонент вектора колебательной скорости;  $(\varphi_z - \varphi_y)$ ,  $(\varphi_z - \varphi_x)$ ,  $(\varphi_x - \varphi_y)$  – разности фаз между соответствующими компонентами колебательной скорости. Все эти величины могут быть вычислены из векторно-фазовых измерений.

Статистическая обработка экспериментальных данных основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. Характеристики акустического поля, рассчитанные по БПФ и преобразованию Гильберта, идентичны.

Из экспериментальных характеристик поля  $p(t)$ ,  $V_x(t)$ ,  $V_y(t)$ ,  $V_z(t)$  акустического давления и трех ортогональных компонент колебательной скорости в зависимости от времени (расстояния) находились:  $\Delta\varphi_i(t)$  – разности фаз между давлением и компонентами колебательной скорости;  $\Delta\varphi_{i,j}(t)$  – разности фаз между компонентами колебательной скорости;  $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(t) p^*(t)$  – плотность потенциальной энергии;  $T_i = \frac{\rho}{4} V_i(t) V_i^*(t) - i$ -е компоненты

плотности кинетической энергии;  $\text{Re } \Gamma_i(t)$ ,  $\text{Im } \Gamma_i(t)$  – реальные и мнимые части функции когерентности,  $(i = x, y, z)$ ; компоненты ротора вектора интенсивности. Символ  $t$  обозначает время, но и также расстояние  $r$  между источником и приемником, поскольку эти величины пропорциональны. Величины  $U(t)$ ,  $T(t)$ ,  $\vec{I}(t)$  являются компонентами тензора энергии–импульса, который полностью определяет энергетическую структуру волнового поля в данной точке [17]. Статистический анализ проводился в полосе частот  $111 \pm 3$  Гц, время усреднения 3 с, широкополосный сигнал считается случайным стационарным эргодическим процессом.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Перемещение источника звука относительно осей координат комбинированного приемника приводит к изменению интерференционного поля в точке приема. Изменение направления и величины вектора плотности потока энергии является основным объектом исследования энергетических свойств интерференционного поля при перемещении источника звука.



Рассмотрим связь между положением источника звука относительно системы координат приемника и разностно-фазовыми характеристиками поля в точке приема. При приближении к приемной системе (рис. 1) судно находилось в IV четверти системы координат  $xOy$  векторного приемника, затем оно пересекло ось  $x$  (т.е. находилось в это время в максимуме характеристики направленности канала  $x$  и в минимуме характеристики направленности канала  $y$ ) и переместилось в I четверть. При пересечении оси  $x$  разность фаз  $\Delta\varphi_y(t)$  между акустическим давлением  $p(t)$  и компонентой колебательной скорости  $V_y(t)$  должно измениться скачком с  $0^\circ$  на  $180^\circ$ , но разность фаз  $\Delta\varphi_x(t)$  между  $p(t)$  и  $V_x(t)$  должна оставаться постоянной и равной  $180^\circ$  [16]. Поведение разности фаз  $\Delta\varphi_z(t)$ , в отличие от  $\Delta\varphi_x(t)$  и  $\Delta\varphi_y(t)$  предсказать невозможно, что является одним из основных вопросов обсуждения в данной работе.

На рис. 2–5 представлены энергетические характеристики акустического поля проходящего судна на интервале времени от 1500 до 2800 с, т.е. от точки **a** до **f** (рис. 1). Расстояние от траверза (рис. 1, точка **c**) до точки **f** равно  $\sim 2500$  м. На рис. 2–5 обозначены точка **b** (пересечение движущимся источником оси  $x$ ) и точка **e** (точка траверза). Расстояние на траверзе от источника до приемника равно  $\sim 1000$  м.

На рис. 2 приведены скалярные энергетические характеристики поля: (а) – плотность потенциальной энергии  $U(t)$ ; (б) – плотность полной кинетической энергии  $T(t) = T_x(t) + T_y(t) + T_z(t)$ ; (с) –  $z$ -компонента плотности кинетической энергии  $T_z(t)$ . Из рис. 2 следует, что уровни потенциальной и кинетической энергии в точке приема осциллируют с “провалами” не менее 15 дБ; в точке **c** траверза наблюдается хорошо выраженный максимум, относительно которого спад уровня на расстоянии  $\sim 2500$  м составляет  $\sim 15$  дБ. Отметим, что в точке **b** перехода через ось  $x$  скалярные характеристики  $U(t)$  и  $T(t)$  не имеют особенностей.

Рассмотрим векторные энергетические характеристики поля. На рис. 3, 4 представлены реальные и мнимые части горизонтальных компонент вектора интенсивности и разности фаз между акустическим давлением и  $x$ - и  $y$ -компонентами колебательной скорости. На всем временном интервале 1500–2800 с реальные части  $\text{Re}\Gamma_{pV_x}(t)$  и  $\text{Re}\Gamma_{pV_y}(t)$  близки к  $\pm 1$ . Знак минус означает, что энергия переносится по направлению  $-x$  (рис. 3) и  $-y$  (рис. 4). Реальная часть  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$  в точке перехода **b** меняет знак с “+” на “–”, соответственно,  $\Delta\varphi_y(t)$  испытывает скачок с  $0^\circ$  на  $180^\circ$ . Мнимые части  $\text{Im}\Gamma_{pV_x}(t)$  и  $\text{Im}\Gamma_{pV_y}(t)$  осциллируют вблизи нуля, т.е. эти величины в среднем равны нулю. Таким образом, в направлении горизонтальных осей  $x$  и  $y$  в переносе энергии участвует

только активная часть поля и отсутствует его реактивная составляющая. Поле в вертикальной плоскости содержит активную  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$  и реактивную  $\text{Im}\Gamma_{pV_z}(t)$  части (рис. 5), которые в зависимости от времени имеют регулярный знакопеременный характер;  $\Delta\varphi_z(t)$  так же регулярно испытывает скачки в пределах  $0^\circ, \pm 180^\circ$ . Из рис. 2–5 следует, что на протяжении всей реализации длительностью 1300 с, на расстоянии до 2500 м акустическое поле шумоподобного сигнала имеет характеристики установившегося стационарного процесса как скалярных, так и векторных характеристик поля, при этом характер переноса энергии в горизонтальной и вертикальной плоскостях различен.

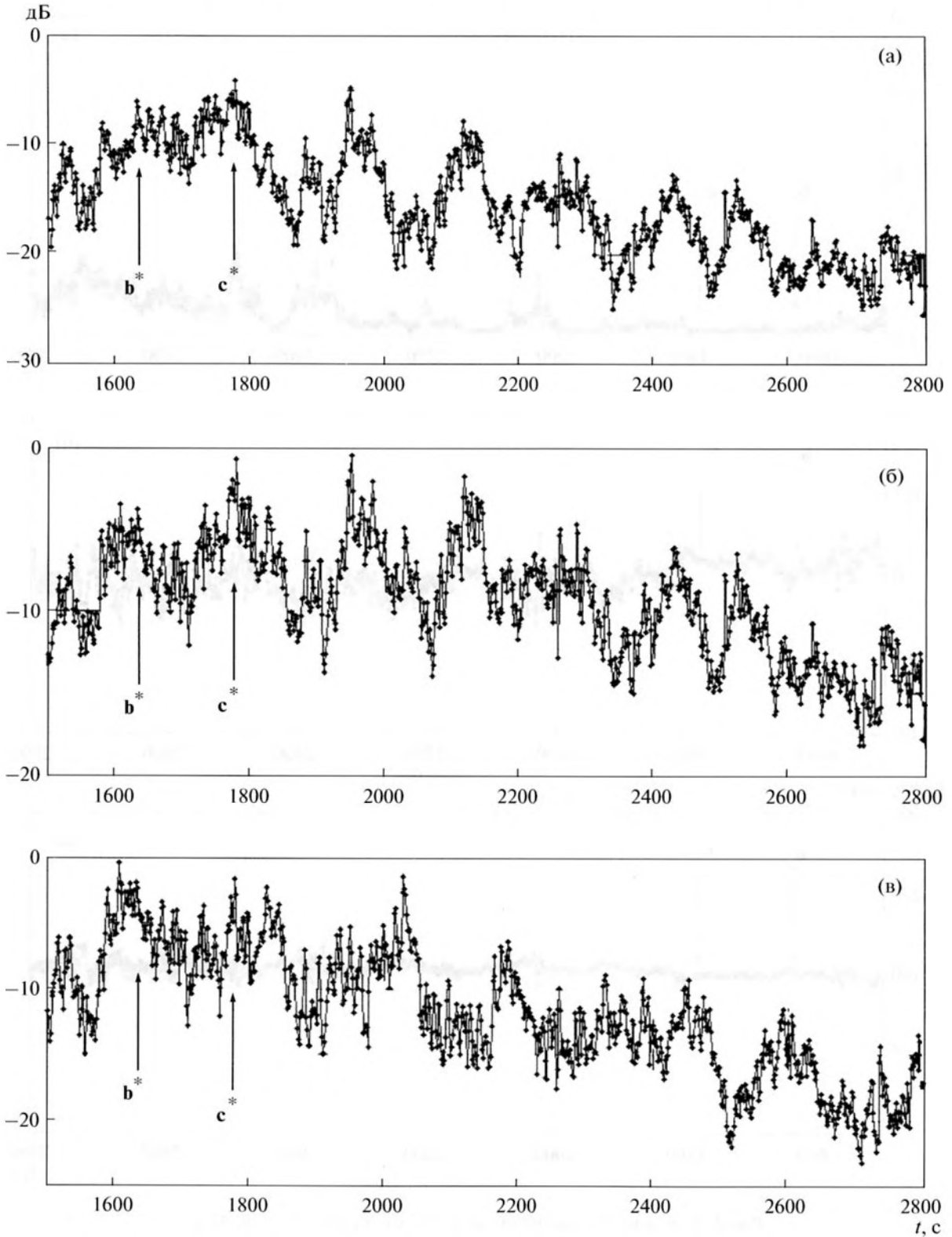
Для более детального анализа рассмотрим участок реализации от 2125 до 2450 с (рис. 6). Поскольку зависимости  $U(t)$  и  $p^2(t)$  идентичны, кривую на рис. 6а будем определять как акустическое давление. Сравнивая  $p^2(t)$  и  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$  видим, что скачки смены знака  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$  совпадают с областью относительных минимумов или максимумов интерференции  $p^2(t)$  (стрелки  $l, m, n, p$ ), но в этих же точках  $\text{Im}\Gamma_{pV_z}(t)$  равна нулю или мало. Смена знака  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$  связана с изменением направления переноса энергии в вертикальной плоскости на  $180^\circ$ , что связано с вихревой природой вектора интенсивности [6–11]. Зависимость между  $\text{Im}\Gamma_{pV_z}(t)$  и  $p^2(t)$  объясняется следующим образом. Выражение

$$\vec{Q}(t) = -\frac{1}{2\omega\rho}P(t)\text{grad}P(t) \text{ можно записать как:}$$

$$\vec{Q}(t) = -(c^2/\omega)\text{grad}U(t). \quad (9)$$

Таким образом, реактивная интенсивность пропорциональна градиенту плотности потенциальной энергии. Максимальным значениям градиента  $U(t)$  должны соответствовать максимальные значения реактивной компоненты, но с противоположным знаком (стрелка  $k$ ); максимальным или минимальным значениям  $U(t)$  должны соответствовать нули реактивной компоненты (стрелки  $l, m, n, p$ ).

Поскольку вектор  $\vec{Q}(t) = \vec{i}Q_x(t) + \vec{j}Q_y(t) + \vec{k}Q_z(t)$  и, как следует из нашего эксперимента,  $Q_x(t) = Q_y(t) = 0$ , то  $\vec{Q}(t) = \vec{k}Q_z(t) = -(c^2/\omega)\frac{dU(t)}{dz}$ . В результате реактивная часть комплексной интенсивности зависит только от вертикальной компоненты градиента плотности потенциальной энергии  $\frac{dU(t)}{dz}$ . Вектор  $\vec{Q}(t)$  пропорционален  $P(t)\text{grad}P(t)$ , где  $P(t)$  – амплитудное значение давления, т.е.  $\vec{Q}(t) = \frac{dP(t)}{dz}$ . Разложим амплитудное значение акустического давления в ряд Тейлора  $P(x, y, z) = P(x_0, y_0, z_0) +$



**Рис. 2.** Зависимость от времени: (а) плотности потенциальной энергии; (б) плотности полной кинетической энергии; (в) плотности  $z$ -компоненты кинетической энергии. Полоса частот  $111 \pm 3$  Гц. Время усреднения 3 с. Точки обозначают: **b** – пересечение оси  $x$  проходящим судном; **c** – траверз.

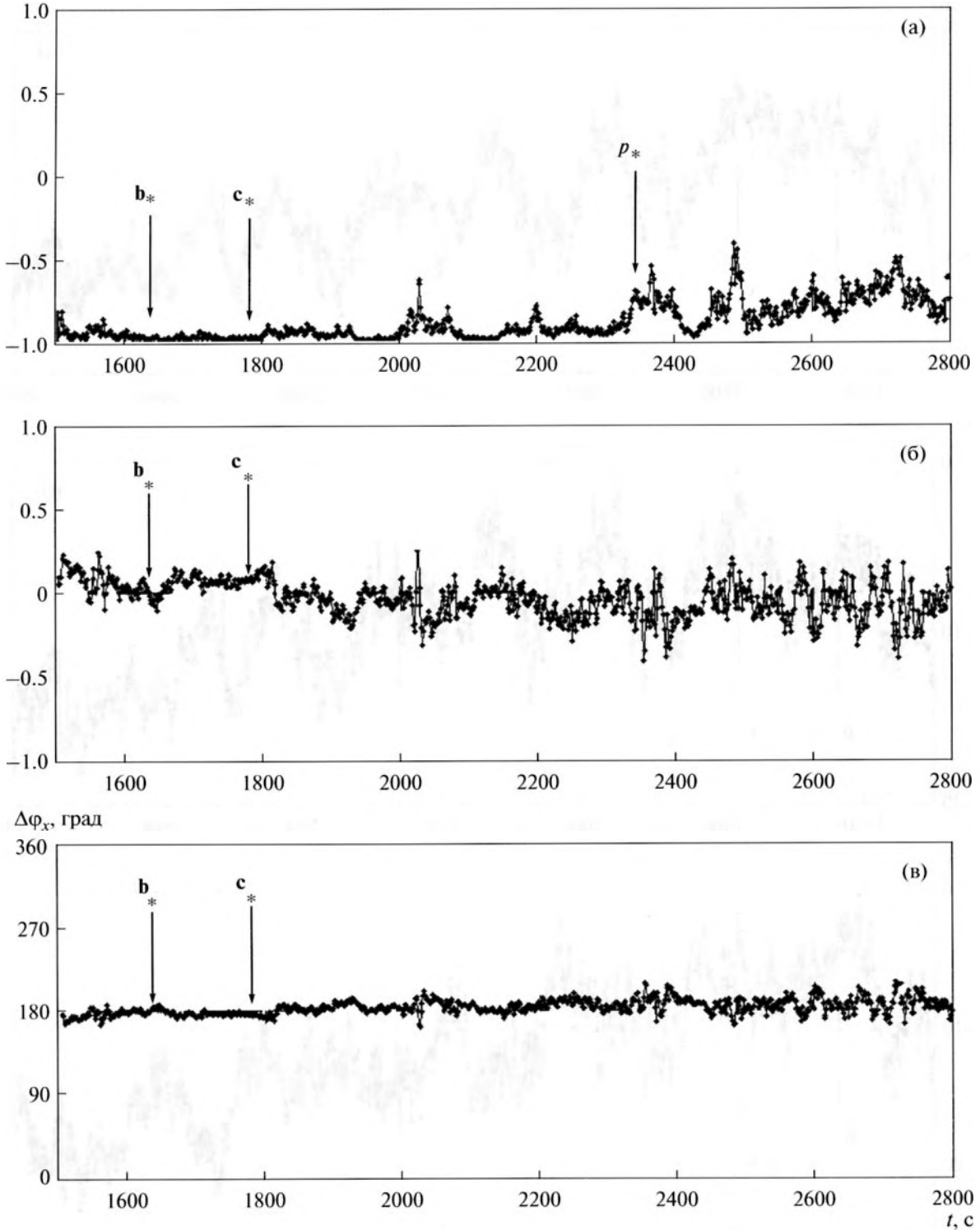


Рис. 3. Зависимость от времени: (а)  $\text{Re} \Gamma_{PV_x}(t)$ ; (б)  $\text{Im} \Gamma_{PV_x}(t)$ ; (в)  $\Delta\varphi_x(t)$ .

$+ (x - x_0) \frac{dP}{dx} + (y - y_0) \frac{dP}{dy} + (z - z_0) \frac{dP}{dz} + \dots$ . Поскольку  $\frac{dP}{dx} = \frac{dP}{dy} = 0$ , то  $P(x, y, z) = (z - z_0) \frac{dP(t)}{dz}$ . Отсюда

следует что, изменчивость амплитудного значения акустического давления ( $P(r)$  в формуле (1)) от времени будет определяться только вертикальной компонентой градиента давления и ее знаком.

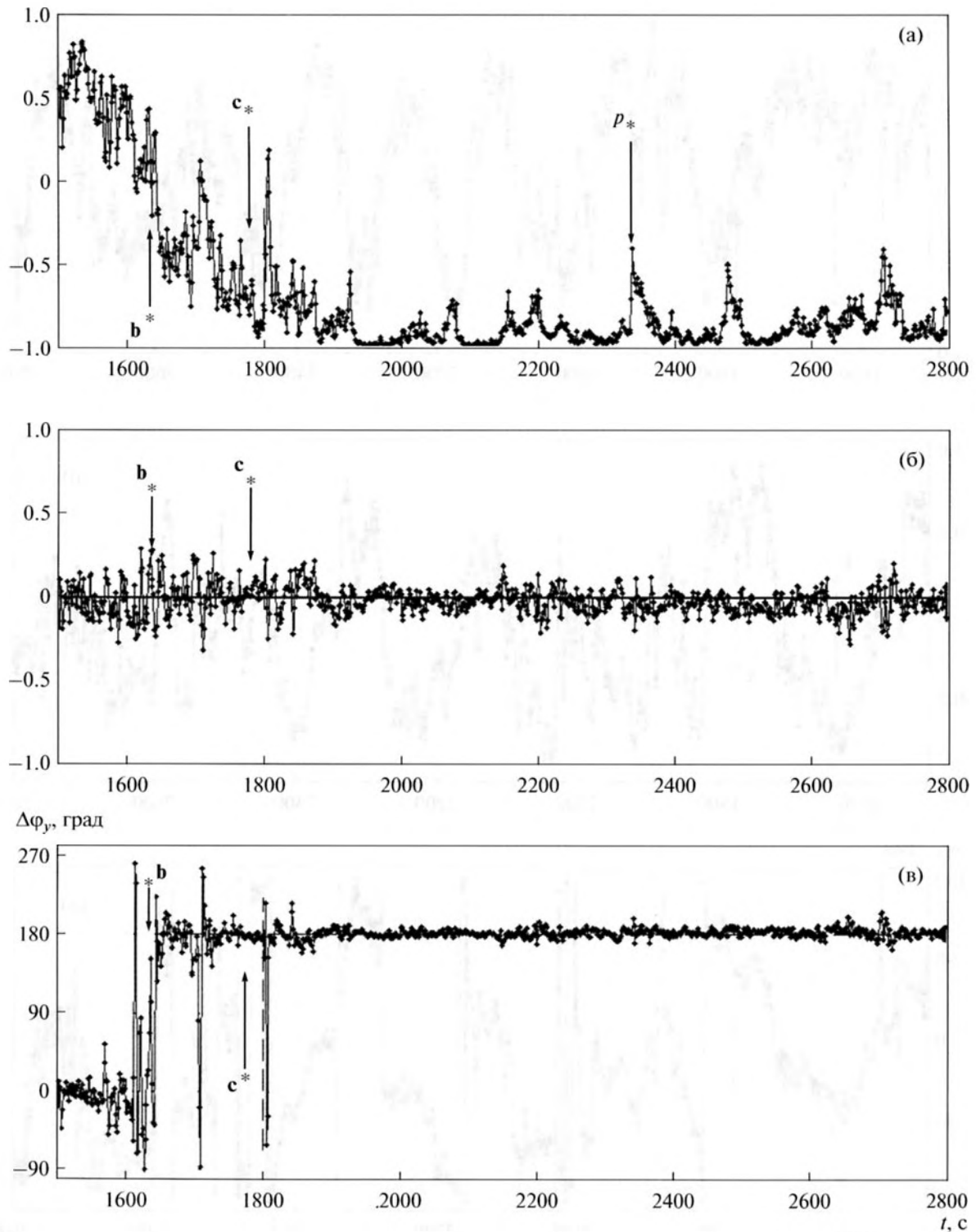


Рис. 4. Зависимость от времени: (а)  $\text{Re } \Gamma_{pV_y}(t)$ ; (б)  $\text{Im } \Gamma_{pV_y}(t)$ ; (в)  $\Delta\varphi_y(t)$ . В точке **б** скачок разности фаз на  $180^\circ$ .

Поскольку разности фаз  $\Delta\varphi_x(t) = \Delta\varphi_y(t) = 180^\circ$  постоянны на протяжении всего прохода судна от точки **б** до точки **г**, но  $\Delta\varphi_z(t)$  регулярно меняется на этом интервале в пределах от  $0^\circ$  до  $\pm 180^\circ$ , то и разности фаз

между компонентами колебательной скорости  $\Delta\varphi_{zx}(t)$  и  $\Delta\varphi_{zy}(t)$  будут принимать значения от  $0^\circ$  до  $\pm 180^\circ$ . Это приведет к тому, что  $x$ - и  $y$ -компоненты ротора вектора интенсивности, согласно (8), будут

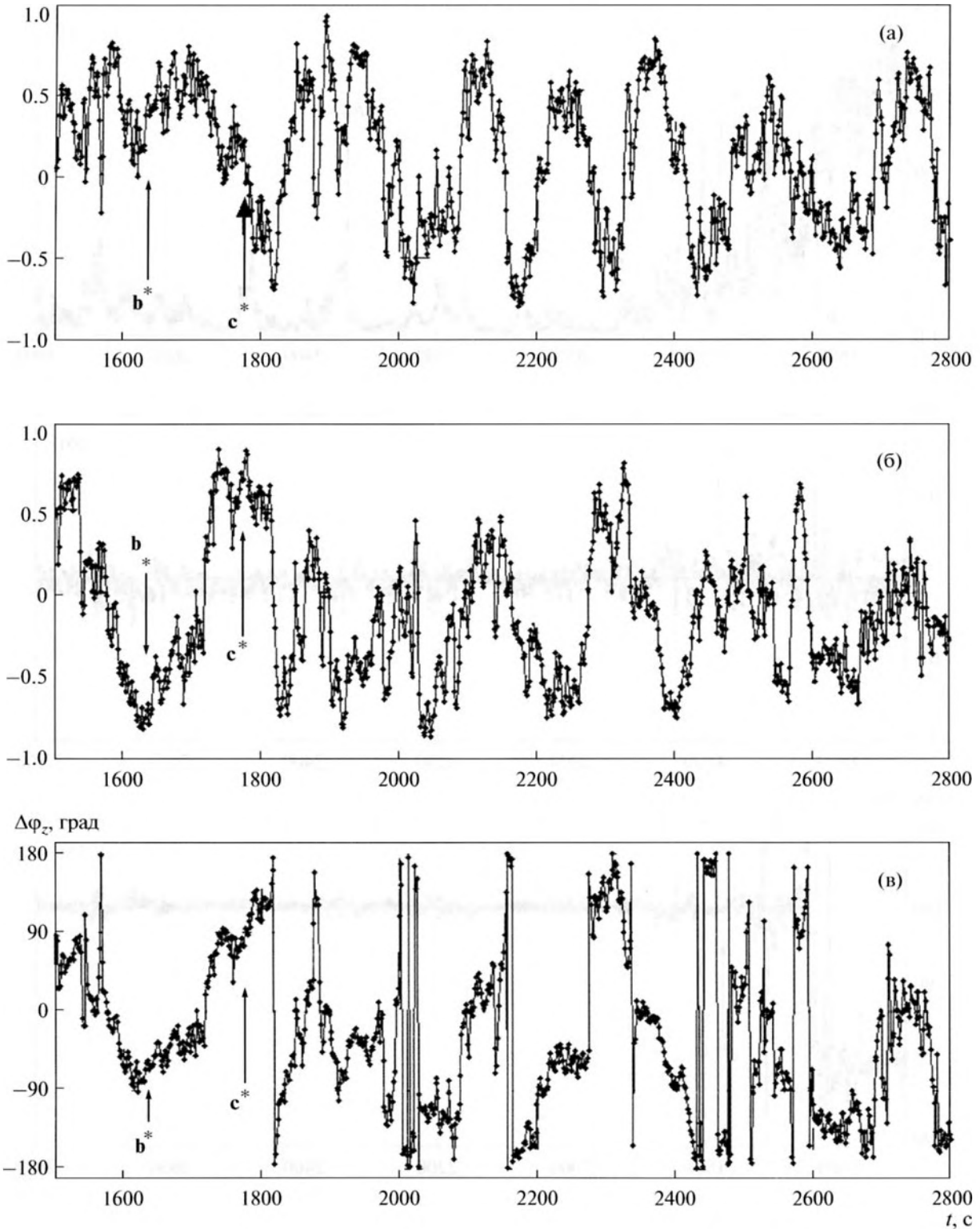
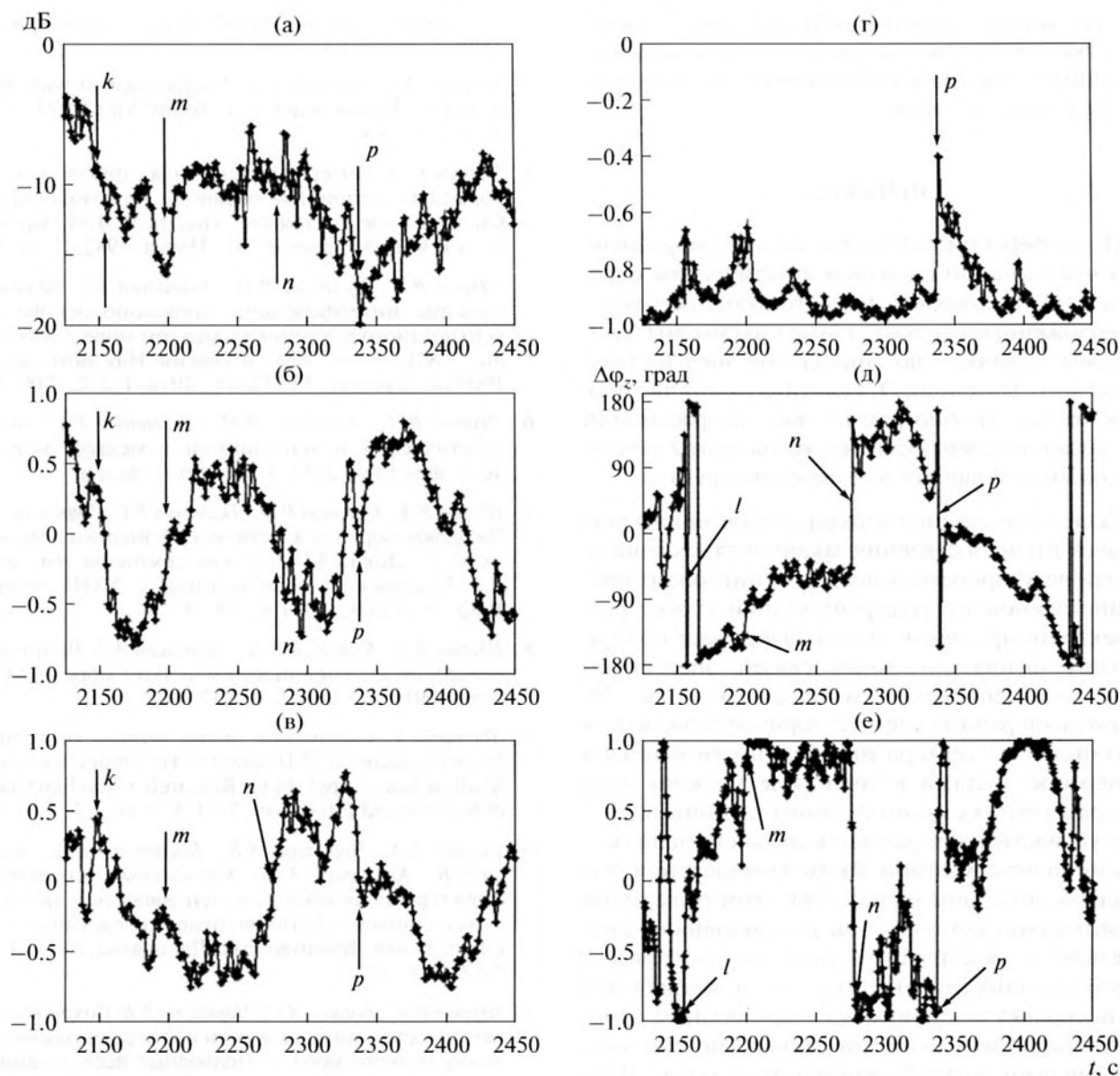


Рис. 5. Зависимость от времени: (а)  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$ ; (б)  $\text{Im}\Gamma_{pV_z}(t)$ ; (в)  $\Delta\varphi_z(t)$ .

отличны от нуля, но  $z$ -компонента ротора будет равно нулю. Отсюда следует, что в интерференционном поле мелкого моря существуют вихри вектора интенсивности, как это показано в работах [5–11].

На рис. 6е приведена нормированная  $y$ -компонента  $\text{rot}_y \bar{I}(t)$ . Изменение ее знака совпадает с особыми точками других характеристик. Макси-





**Рис. 6.** Особые точки энергетических характеристик: (а) плотность потенциальной энергии  $U(t)$ ; (б)  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$ ; (в)  $\text{Im}\Gamma_{pV_z}(t)$ ; (г)  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$ ; (д)  $\Delta\varphi_z(t)$ ; (е) нормированные значения  $\gamma_y \bar{I}(t)$ . Полоса частот  $111 \pm 3$  Гц. Время усреднения 3 с.

мальные положительные и отрицательные значения  $y$ -компонента ротора принимает в области скачка  $\text{Re}\Gamma_{pV_z}(t)$  и скачка разности фаз  $\Delta\varphi_z(t)$ . Изменение степени когерентности горизонтальной компоненты  $\text{Re}\Gamma_{pV_y}(t)$  от  $-1$  до  $-0.4$  (точка  $p$  на рис. 6г) связано с проходом (непосредственно через приемник) центра локального вихря [11]. В центре вихря плотность потенциальной энергии, активная и реактивная интенсивность равны нулю, разность фаз испытывает скачок на  $180^\circ$ , но компоненты ротора не равны нулю [13]. Обобщая результаты эксперимента по векторным свой-

ствам акустического поля в мелком море, видим: на расстояниях много больших глубины волновода горизонтальные компоненты интенсивности согласуются с условиями дальнего поля (горизонтальная компонента реактивной части комплексной интенсивности равна нулю), т.е. в этом случае горизонтальные компоненты векторов  $\bar{I}$  и  $\bar{Q}$  коллинеарны;  $z$ -компонента комплексной интенсивности состоит из активной и реактивной частей, что приводит к образованию регулярных структур смены направлений переноса энергии, отличающихся на  $180^\circ$ , и образованию вихревых структур

вектора интенсивности в вертикальной плоскости. Экспериментальные результаты согласуются с общими полевыми векторными соотношениями акустического поля.

## ВЫВОДЫ

Интерференционное поле мелкого моря является чрезвычайно сложным акустическим образованием, в котором присутствуют регулярно расположенные относительные максимумы и минимумы плотности потенциальной энергии (акустического давления). Эта картина отчетливо прослеживается на сонограммах частота–расстояние для давления и вертикальной компоненты акустической интенсивности и ее фазового спектра.

Если исследования интерференционного акустического поля давления заканчивались констатацией регулярности сонограмм (инвариант пространственной интерференционной структуры), то векторно-фазовый подход раскрывает полную картину фундаментальных связей энергетических характеристик акустического поля. Из результатов работы следует: горизонтальные  $x$ - и  $y$ -компоненты вектора интенсивности отвечают за перенос энергии в волноводе мелкого моря и на расстояниях много больших глубины волновода удовлетворяют условиям дальнего поля ( $x$ - и  $y$ -компоненты мнимой части комплексной интенсивности равны нулю). При этом реактивная  $z$ -компонента комплексной интенсивности присутствует в акустическом поле на расстояниях много больших глубины места от источника звука, поскольку ее происхождение связано с относительными изменениями уровня потенциальной энергии интерференционного поля. Поле вектора интенсивности в вертикальной плоскости вихревое; движение энергии в вертикальной плоскости “вверх–вниз” носит регулярный характер, связанный с регулярной структурой акустического поля давления. Представленные результаты раскрывают физическую картину процессов формирования интерференционной картины и не противоречат общим представлениям о волновом поле.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малкина И.Г., Шевцов В.П. Исследование стабильности интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 870–876.
2. Буренков С.В., Дзенис Н.Л., Клишко А.В., Ривелис Е.А. Исследование интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 395–397.
3. Weston D.E., Stevens K.J. Interference of wide-band sound in shallow water // J. Sound Vibr. 1972. V. 21. № 1. P. 57–64.
4. Чуров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. Под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
5. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // Сб. трудов XXII сессии РАО и сессии Научного совета РАН по акустике. М.: ГЕОС, 2010. Т. 2. С. 248–251.
6. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Вихри акустической интенсивности в мелком море // Техн. акустика. 2010. Т. 12. <http://ejta.org>
7. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С., Черкасов А.В. Вихревой перенос акустической энергии в мелком море // Докл. XIII школы-семинара им. акад. Л.Б. Бреховских, совмещенной с XXIII сессией РАО. М.: ГЕОС, 2011. С. 94–97.
8. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихри акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С. 837–843.
9. Shchurov V. Comparison of the Vorticity of Acoustic Intensity Vector at 23 Hz and 110 Hz Frequencies in the Shallow Sea // Appl. Phys. Research. Canadian Center of Science and Education. 2011. V. 3. № 2. P. 179–189.
10. Щуров В.А., Черкасов А.В., Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Аномальные особенности структуры поля вектора интенсивности в акустических волноводах // Подводные исследования и робототехника. Владивосток: Дальнаука, 2011. Т. 12. № 2. С. 4–17.
11. Щуров В.А., Ляшков А.С., Черкасов А.В. Вихри вектора акустической интенсивности в интерференционных полях мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. Владивосток: Дальнаука, 2012. Т. 13. № 1. С. 4–14.
12. Tichy J. Basic intensity flow relationships in acoustic fields // Internoise. Honolulu. USA. 1984. P. 1149–1154.
13. Mann J., Tichy J., Romano A. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. V. 82. № 4. P. 17–30.
14. Жуков А.Н., Иванников А.Н., Кравченко Д.Н., Павлов В.И. Особенности тонкой энергетической структуры звукового поля // Акуст. журн. 1989. Т. 34. № 4. С. 634–638.
15. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с.
16. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.