

УДК 551.46.01:51

С.В. Доценко, д-р физ.-мат. наук, профессор**С.А. Кузнецов, аспирант***Севастопольский национальный технический университет,**ул. Университетская, 33, г. Севастополь, Украина, 99053**E-mail: root@sevgtu.sebastopol.ua***КОРРЕЛЯЦИОННОЕ ОПИСАНИЕ ВЗВОЛНОВАННОЙ
МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ**

Приведено статистическое описание пространственно-временной структуры аргумента корреляционной функции поверхностного морского волнения. Оно учитывает пространственную анизотропию поля, его временную изменчивость, поворот и скорость переноса поля относительно главной системы координат. Может быть положено в основу организации различных методов измерения волнения.

Ключевые слова: волнение, корреляционная функция, анизотропия, поле, измерение.

Поверхностное ветровое морское волнение представляет собой сложный стохастический объект. Каждый, кто наблюдал волны в открытом океане, поражался их нерегулярностью. Индивидуальная волна не остается долго неизменной, расстояние между соседними гребнями меняется во времени и пространстве. Часто бывает трудно определить даже преобладающее направление движения волн и их ориентацию [1]. При приближении к берегу ветровые волны меняют свое строение. Они становятся более длинногребневыми и вблизи берега распространяются практически в направлении, перпендикулярном гребням. Особенно ярко это выражается на мелководье. Непосредственно в достаточно узкой зоне прибой волна взаимодействует с материалом дна или/и берега и покрывается пеной. В результате этого взаимодействия она издает акустический шум («шум прибой»), который может быть зарегистрирован техническими средствами и применен для оценивания числовых параметров волнения.

Для решения задачи измерения характеристик волнения такими техническими средствами необходимо создать теоретическую модель как поля волнения, так и поля сопровождающего его шума. Такие модели, описывающие исчерпывающим образом все физические характеристики волнения и шума, в настоящее время отсутствуют. Имеющиеся модели весьма сложны и предполагают знание ряда априори трудно определяемых параметров (например, [1]).

Целью данной статьи является описание корреляционной модели волнения в прибрежной зоне и анализ параметров этой модели для определения пространственно-временных характеристик поля морских волн в зоне обрушения.

Остановимся вначале на поверхностном волнении. Возвышение морской поверхности представляет собой случайное трехмерное поле, зависящее от двух пространственных координат и времени. Статистические характеристики этого поля в разных направлениях в общем случае различны (т.е. поле анизотропно) и претерпевают временную эволюцию («незаморожено»). Как указывалось выше, эти два свойства поля волнения являются его неотъемлемыми атрибутами и обязательно должны быть учтены в теоретической модели.

Вводя некоторые физически достаточно наглядные предположения, эту модель можно разработать, применяя аппарат теории матриц [2]. Разработаем модель такого вида.

Рассмотрим централизованное случайное статистически однородное скалярное поле возвышения морской поверхности $X(x_1, x_2, t)$, где x_1 и x_2 — декартовы координаты точки наблюдения этого поля, а

t — момент наблюдения. Пронормируем это поле таким образом $Y(x_1, x_2, t) = \frac{1}{\sigma} X(x_1, x_2, t)$, где

средний квадрат поля $\sigma^2 = M[X^2(x_1, x_2, t)]$, чтобы среднеквадратическая величина поля Y была равна единице. При этом корреляция между значениями поля Y в точке (x_1, x_2) в момент t и в точке $(x_1 + r_1, x_2 + r_2)$ в момент $t + \tau$

$$B(r_1, r_2, \tau) = M[Y(x_1, x_2, t)Y(x_1 + r_1, x_2 + r_2, t + \tau)]$$

есть нормированная корреляционная функция поля X в тех же точках в те же моменты времени, причем $B(0, 0, 0) = 1$. Эта корреляционная функция и среднеквадратическое отклонение σ являются основой статистического описания поля. Величины r_1 и r_2 представляют собой пространственные сдвиги по соответствующим осям, а величина τ — временной сдвиг. Функция $B(r_1, r_2, \tau)$ носит название нормированной обобщенной корреляционной функцией поля X .

Известно [3], что в общем случае функция $B(r_1, r_2, \tau)$ описывает центральную поверхность, имеющую центр в точке $r_1 = r_2 = \tau = 0$. В окрестности этой точки корреляционная функция может быть представлена в виде

$$B(r_1, r_2, \tau) = B(\rho), \quad (1)$$

где квадрат скалярного аргумента ρ^2 есть однородный полином четной степени относительно r_1, r_2 и τ . Для получения основных характеристик геометрии и временной изменчивости поля достаточно аппроксимации аргумента корреляционной функции квадратичной формой относительно r_1, r_2 и τ

$$\rho^2 = \sum_{i,j=1}^3 a_{ij} r_i r_j, \quad (2)$$

где $a_{ij} = a_{ji}$, а временной сдвиг τ нормирован так, что он имеет размерность пространственного сдвига

$$r_3 = \frac{\rho_c}{\tau_c} \tau. \quad (3)$$

Смысл входящих в последнюю формулу величин ρ_c и τ_c определен ниже.

Учет более высоких степеней r_i в выражении дает более тонкие свойства функции $B(\rho)$, которые в приводимом далее анализе не исследуются.

Рассмотрим трехмерный радиус-вектор пространственно-временных сдвигов $s = r_1 e_1 + r_2 e_2 + r_3 e_3$, где e_i — единичные орты. В матричных обозначениях он представляет собой матрицу-столбец

$$s = \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{pmatrix},$$

транспонирование которой (обозначаемое буквой T) дает матрицу-строку $s^T = (r_1 \ r_2 \ r_3)$. При этом выражение (2) можно записать в виде

$$\rho^2 = s^T A s, \quad (4)$$

где

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \quad (5)$$

— симметрическая матрица квадратичной формы (2).

Все свойства обобщенной корреляционной функции (1), характеризующие анизотропию поля и его временную эволюцию, могут быть получены из анализа поверхностей равной корреляции $B(\rho) = \text{const}$, координаты которой, согласно соотношению (4), удовлетворяют уравнению

$$s^T A s = \rho^2 = \text{const}. \quad (6)$$

Нетрудно показать, что все эти поверхности — трехмерные эллипсоиды. Следовательно, уравнение (6) дает семейство эллипсоидов равной корреляции в координатах пространственно-временных сдвигов. Согласно этому уравнению все такие эллипсоиды подобны независимо от их масштабов. Учет более высоких степеней координат в выражении (2) позволяет отказаться от этого требования, однако при этом пришлось бы отказаться от применения аппарата теории матриц, что значительно усложняет математический аппарат анализа этих поверхностей.

Геометрия и пространственно-временная ориентация эллипсоидов равной корреляции целиком определяются строением матрицы A . Покажем, как эта матрица зависит от параметров анизотропии поля и его временной эволюции и как она меняется в зависимости от способа измерения поля.

Если система координат, в которой рассматривается эллипсоид, совпадает с его главными осями и неподвижна, то она является главной по отношению к этому эллипсоиду. Поскольку в ней $a_{ij} = 0$ при $i \neq j$, то матрица A становится диагональной

$$A_0 = \begin{pmatrix} a_{11}^0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22}^0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В матрице условно принято $a_{33}^0 = 1$.

Уравнение (6) для точек поверхности эллипсоида заданного размера принимает вид

$$a_{11}^0 r_1^2 + a_{22}^0 r_2^2 + r_3^2 = \rho^2. \quad (8)$$

Сечение этой поверхности плоскостью $r_3 = 0$ (что имеет место при $\tau = 0$, т.е. при синхронном измерении возвышений морской поверхности в различных точках поля волнения) дает двумерный эллипс пространственной анизотропии поля волнения

$$a_{11}^0 r_1^2 + a_{22}^0 r_2^2 = \rho^2, \quad (9)$$

главные полуоси которого имеют размеры $\rho_{c1} = r_{10} = \rho / \sqrt{a_{11}^0}$, $\rho_{c2} = r_{20} = \rho / \sqrt{a_{22}^0}$.

При некотором $\rho = \rho_c$ величина корреляции поля равна некоторому заданному числу, меньшему единицы, например 0,5, т.е.

$$B(\rho_c) = 0,5. \quad (10)$$

Элементы матрицы эллипса, соответствующего такой корреляции, согласно формуле (9), равны

$$a_{11}^0 = \left(\frac{\rho_c}{\rho_{c1}} \right)^2, \quad a_{22}^0 = \left(\frac{\rho_c}{\rho_{c2}} \right)^2, \quad (11)$$

где ρ_{c1} и ρ_{c2} — размеры эллипса половинной корреляции по главным осям. При этом имеем эллипс пространственной анизотропии волнения (9) в канонической форме

$$\left(\frac{r_1}{\rho_{c1}} \right)^2 + \left(\frac{r_2}{\rho_{c2}} \right)^2 = 1. \quad (12)$$

В дальнейшем будем считать $\rho_{c1} \geq \rho_{c2}$.

Допустим, что производятся измерения временных изменений поля возвышений морской поверхности в одной точке, неподвижной относительно этого поля. Здесь пространственные сдвиги $r_1 = r_2 = 0$, и соотношению (10) удовлетворяет, согласно уравнению (8), третий сдвиг $r_3 = r_{30} = \rho_c$. Подстановка (3) в уравнение (8) показывает, что временной сдвиг, соответствующий такому измерению, должен быть равен τ_c . Величина τ_c , удовлетворяющая при одноточечных измерениях в неподвижной относительно поля точке соотношению $B(\tau_c) = 0,5$, называется «временем жизни» (или «временем релаксации») поля и характеризует временную эволюцию поля в точке, неподвижной относительно поля. Очевидно, что τ_c представляет собой временной интервал корреляции неподвижного поля.

Выше отмечалось, что все невырожденные пространственно-временные эллипсоиды равной корреляции в рамках проводимого анализа подобны. Поэтому для изучения строения всего семейства эллипсоидов достаточно изучения любого одного из них. В качестве такого эллипсоида оказывается удобным выбрать эллипсоид, определитель матрицы квадратичной формы которого равен единице

$$\det A_0 = 1. \quad (13)$$

Матрицу A_0 , соответствующую такому условию, будем называть нормированной и обозначать A_n . Из (13) и (7) следует, что для этой матрицы

$$a_{11}^0 a_{22}^0 = 1.$$

Подстановка в (14) формул (11) показывает, что для выбранного таким образом эллипсоида величина ρ_c является среднегеометрическим из размеров пространственного эллипса половинной корреляции по главным осям, т.е.

$$\rho_c = \sqrt{\rho_{c1} \rho_{c2}}, \quad (14)$$

а элементы матрицы A_n также выражаются через эти размеры:

$$a_{11}^0 = \rho_{c2} / \rho_{c1}; \quad a_{22}^0 = \rho_{c1} / \rho_{c2}. \quad (15)$$

Следовательно, при нормировании устраняется неопределенность в выборе величин параметров модели.

На практиці осі еліпса анізотропії поля можуть не співпадати з осями вибраної просторової системи координат. Перехід матриці A_n головної системи координат до матриці A_{nos} в системі координат, повернутої відносно неї на кут θ , здійснюється перетворенням [2]

$$A_{nos} = C_1^T A_n C_1. \text{ Матриця повороту на кут } \theta \text{ має вигляд}$$

$$C_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Нетрудно отримати

$$A_{nos} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}[(a_{11}^0 + a_{22}^0) + (a_{11}^0 - a_{22}^0)\cos(2\theta)] & \frac{1}{2}(a_{11}^0 - a_{22}^0)\sin(2\theta) & 0 \\ \frac{1}{2}(a_{11}^0 - a_{22}^0)\sin(2\theta) & \frac{1}{2}[(a_{11}^0 + a_{22}^0) - (a_{11}^0 - a_{22}^0)\cos(2\theta)] & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Отсюда при $\rho = \rho_c$ и $A = A_{nos}$ находим уравнение эллипсоида равной корреляции (6) в координатах пространственно-временных сдвигов

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}[(a_{11}^0 + a_{22}^0) + (a_{11}^0 - a_{22}^0)\cos(2\theta)]r_1^2 + (a_{11}^0 - a_{22}^0)\sin(2\theta)r_1r_2 + \\ & + \frac{1}{2}[(a_{11}^0 + a_{22}^0) - (a_{11}^0 - a_{22}^0)\cos(2\theta)]r_2^2 + r_3^2 = \rho_c^2. \end{aligned}$$

Эллипс пространственных сдвигов получим из этого уравнения, положив в нем $r_3 = 0$,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}[(a_{11}^0 + a_{22}^0) + (a_{11}^0 - a_{22}^0)\cos(2\theta)]r_1^2 + (a_{11}^0 - a_{22}^0)\sin(2\theta)r_1r_2 + \\ & + \frac{1}{2}[(a_{11}^0 + a_{22}^0) - (a_{11}^0 - a_{22}^0)\cos(2\theta)]r_2^2 = \rho_c^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Если поле изотропно, то $a_{11}^0 = a_{22}^0 = 1$ и, как и следовало ожидать, уравнение (16) не зависит от угла θ , т.е. $r_1^2 + r_2^2 = \rho_c^2$.

Учитывая в уравнении (16) обозначения (14) и (15), приведем его к виду

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}[(1 + q^2) + (1 - q^2)\cos(2\theta)]\left(\frac{r_1}{\rho_{c1}}\right)^2 - \left(q - \frac{1}{q}\right)\sin(2\theta)\left(\frac{r_1}{\rho_{c1}}\right)\left(\frac{r_2}{\rho_{c2}}\right) + \\ & + \frac{1}{2}[(1 + q^{-2}) + (1 - q^{-2})\cos(2\theta)]\left(\frac{r_2}{\rho_{c2}}\right)^2 = 1. \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$q = \rho_{c1}/\rho_{c2} \quad (18)$$

— отношение осей эллипса анізотропії в головної системі координат.

На рисунке 1, а представлен эллипс анізотропії с $q = 4$ в головної системі координат, а на рисунке 1, б — тот же эллипс, повернутый относительно него на 20° . Оба эллипса рассчитаны по формуле (17).

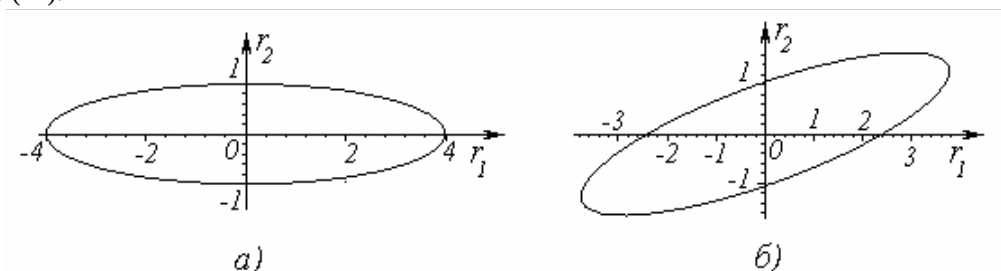


Рисунок 1 — Эллипсы пространственной анізотропії поля

В прибрежній зоні морські хвилі, як правило, рухаються по напрямленню до берега. Це рухування змінює вигляд матриці квадратичної форми їх кореляційної функції. Будемо вважати, що вектор швидкості $\mathbf{v}$ рухування хвиль постійний по величині і напрямленню. При цьому матриця квадратичної форми $A_{0\partial\theta}$ рухомого поля пов'язана з такою матрицею A_0 нерухомого поля, вимірюваного в головній системі координат, співвідношенням [2]

$$A_{0\partial\theta} = C_2^T A_0 C_2. \quad (19)$$

Входяща в (19) трикутна матриця переходу від нерухомого поля до рухомому має вигляд

$$C_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \eta_1 \\ 0 & 1 & \eta_2 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

де

$$\eta_1 = \frac{\tau_c}{\rho_c} v_1, \quad \eta_2 = \frac{\tau_c}{\rho_c} v_2 \quad (20)$$

— безрозмірні параметри, залежачі від відповідних проекцій вектора швидкості рухування поля $\mathbf{v}$.

Преобразовав (19), отримаємо

$$A_{0\partial\theta} = \begin{pmatrix} a_{11}^0 & 0 & a_{11}^0 \eta_1 \\ 0 & a_{22}^0 & a_{22}^0 \eta_2 \\ a_{11}^0 \eta_1 & a_{22}^0 \eta_2 & 1 + a_{11}^0 \eta_1^2 + a_{22}^0 \eta_2^2 \end{pmatrix}.$$

Тоді рівняння еліпсоїда рівної кореляції (6) для рухомого поля в координатах просторово-часових зсувів приймає вигляд

$$a_{11}^0 r_1^2 + a_{22}^0 r_2^2 + 2(a_{11}^0 \eta_1 r_1 + a_{22}^0 \eta_2 r_2) r_3 + (1 + a_{11}^0 \eta_1^2 + a_{22}^0 \eta_2^2) r_3^2 = \rho_c^2. \quad (21)$$

Преобразуємо (21) з урахуванням (14), (15), (21) і (3)

$$q^{-1} \left(\frac{r_1}{\rho_c} \right)^2 + q \left(\frac{r_2}{\rho_c} \right)^2 + 2 \left[q^{-1} \eta_1 \left(\frac{r_1}{\rho_c} \right) + q \eta_2 \left(\frac{r_2}{\rho_c} \right) \right] \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right) + (1 + q^{-1} \eta_1^2 + q \eta_2^2) \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 = 1.$$

При $\tau = 0$ це рівняння, як і слідвало очікувати, зводиться до (12). Якщо поле ізотропно, то $q = 1$ і рівняння спрощається:

$$\left(\frac{r_1}{\rho_c} \right)^2 + \left(\frac{r_2}{\rho_c} \right)^2 + 2 \left[\eta_1 \left(\frac{r_1}{\rho_c} \right) + \eta_2 \left(\frac{r_2}{\rho_c} \right) \right] \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right) + (1 + \eta_1^2 + \eta_2^2) \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 = 1. \quad (22)$$

Обозначим проекції швидкості переносу поля на координатні осі як:

$$v_1 = v \cos \varphi; \quad v_2 = v \sin \varphi,$$

де $\eta = \frac{\tau_c}{\rho_c} v$ і $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ — модуль швидкості переносу.

Рівняння (22) приймає форму

$$\left(\frac{r_1}{\rho_c} \right)^2 + \left(\frac{r_2}{\rho_c} \right)^2 + 2\eta \left[\left(\frac{r_1}{\rho_c} \right) \cos \varphi + \left(\frac{r_2}{\rho_c} \right) \sin \varphi \right] \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right) + (1 + \eta^2) \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 = 1,$$

яка представляє собою рівняння еліпсоїда в координатах просторово-часових зсувів.

Якщо еліпс просторової анізотропії поля хвилювання нахилений по відношенню до координатних осей під кутом θ і поле рухається відносно них зі швидкістю $\mathbf{v}$, то матриця кінцевої квадратичної форми визначається виразом [2]

$$A_{nos\partial\theta} = C_3^T A_0 C_3, \quad (23)$$

де $C_3 = C_1 C_2$ — добуток введених вище матриць C_1 і C_2

$$C_3 = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & \eta_1 \cos \theta + \eta_2 \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta & -\eta_1 \sin \theta + \eta_2 \cos \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Результат выполнения операций (23) можно записать в виде матрицы (5), элементы которой даются формулами

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) + (a_{11}^0 - a_{22}^0) \cos(2\theta)]; \quad a_{12} = \frac{1}{2} (a_{11}^0 - a_{22}^0) \sin(2\theta); \\ a_{13} &= \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) \eta_1 + (a_{11}^0 - a_{22}^0) (\eta_1 \cos(2\theta) + \eta_2 \sin(2\theta))]; \quad a_{21} = a_{12}; \\ a_{22} &= \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) - (a_{11}^0 - a_{22}^0) \cos(2\theta)]; \\ a_{23} &= \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) \eta_2 + (a_{11}^0 - a_{22}^0) (\eta_1 \sin(2\theta) - \eta_2 \cos(2\theta))]; \quad a_{31} = a_{13}; \quad a_{32} = a_{23}; \\ a_{33} &= 1 + (a_{11}^0 - a_{22}^0) \eta_1 \eta_2 \sin(2\theta) + \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) (\eta_1^2 + \eta_2^2) + (a_{11}^0 - a_{22}^0) (\eta_1^2 - \eta_2^2) \cos(2\theta)]. \end{aligned}$$

После ряда вычислений и преобразований получим уравнение для эллипсоида равной корреляции произвольно ориентированного движущегося поля

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) + (a_{11}^0 - a_{22}^0) \cos(2\theta)] r_1^2 + (a_{11}^0 - a_{22}^0) \sin(2\theta) r_1 r_2 + \frac{1}{2} [(a_{11}^0 + a_{22}^0) - (a_{11}^0 - a_{22}^0) \cos(2\theta)] r_2^2 + \\ & + [(a_{11}^0 + a_{22}^0) \eta_1 + (a_{11}^0 - a_{22}^0) (\eta_1 \cos(2\theta) + \eta_2 \sin(2\theta))] r_1 r_3 + \\ & + [(a_{11}^0 + a_{22}^0) \eta_2 + (a_{11}^0 - a_{22}^0) (\eta_1 \sin(2\theta) - \eta_2 \cos(2\theta))] r_2 r_3 + \\ & + \left[1 + \frac{1}{2} (a_{11}^0 + a_{22}^0) (\eta_1^2 + \eta_2^2) + (a_{11}^0 - a_{22}^0) \eta_1 \eta_2 \sin(2\theta) + \frac{1}{2} (a_{11}^0 - a_{22}^0) (\eta_1^2 - \eta_2^2) \cos(2\theta) \right] r_3^2 = \rho_c^2. \end{aligned}$$

Если поле неподвижно, то отсюда следует уравнение (16), если же исходный эллипс расположен в главной системе координат, т.е. при $\theta = 0$, и поле движется, то – уравнение (21). В изотропном поле $a_{11}^0 = a_{22}^0 = 1$, и последнее уравнение существенно упрощается:

$$r_1^2 + r_2^2 + 2(\eta_1 r_1 + \eta_2 r_2) r_3 + (1 + \eta_1^2 + \eta_2^2) r_3^2 = \rho_c^2.$$

Для наглядного представления последнего уравнения перейдем в нем к полярным пространственным координатам $r_1 = r \cos \alpha$, $r_2 = r \sin \alpha$ и, учитывая соотношения (3) и (20), преобразуем к виду

$$\left(\frac{r}{\rho_c} \right)^2 + 2\eta \cos(\alpha - \varphi) \left(\frac{r}{\rho_c} \right) \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right) + (1 + \eta^2) \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 = 1.$$

На рисунке 2 представлены такие эллипсы при различных параметрах ориентации и скорости движения. По рисунку 2 можно судить о том, как зависит вид эллипса от указанных параметров.

Приведенные в статье теоретические характеристики пространственно-временной структуры корреляционной функции поля поверхностного волнения и связанного с ним шума необходимо учитывать при организации и проведении измерений и оценке численных параметров волнения. Только в этом случае можно рассчитывать на определенную полноту и достоверность их статистического описания.

В [4] приводится описание информационной волноизмерительной системы, состоящей из нескольких синхронных регистраторов возвышений морской поверхности, при помощи которой были получены и обработаны данные измерений. Результат этих исследований подтверждает применимость данной модели к описанию пространственных и временных характеристик волнения.

Поле источников акустического шума, связанных с поверхностным волнением, также может быть описано рассмотренной моделью. Для проведения таких исследований применяется акустический информационно-измерительный комплекс и методика обработки акустических данных акустического шума в зоне обрушения [5]. Естественно, численные значения параметров этой модели существенно отличны от параметров вызвавшего шум волнения, что должно быть учтено при совместном описании этих явлений. Определению этих параметров будут посвящены дальнейшие исследования приближенного волнения.

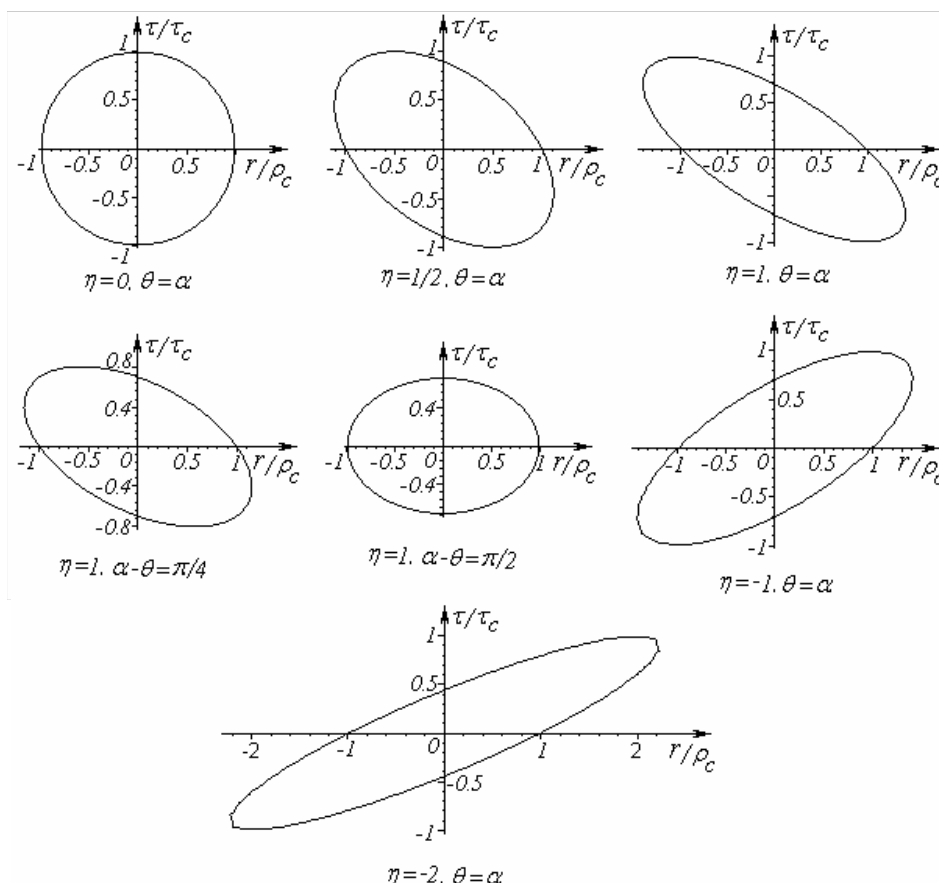


Рисунок 2 — Пространственно-временные эллипсы равной корреляции

Бібліографічний список використаної літератури

1. Лонге-Хиггинс М.С. Статистический анализ случайной движущейся поверхности / М.С Лонге-Хиггинс // Ветровые волны. Пер. с англ. под ред. Ю.М. Крылова. — М.: Изд. иностр. лит-ры, 1969. — С. 125–218.
2. Доценко С.В. К математическому описанию случайных скалярных анизотропных полей / С.В. Доценко // Морские. гидрофиз. исслед. — 1971. — № 1 (51). — С. 100–123.
3. Гусев В.Д. Корреляционный метод исследования больших неоднородностей ионосферы / В.Д. Гусев // Вестник Московского университета. Сер. Мат., мех., астроном., физ., хим. — 1959. — № 6. — С. 87–98.
4. Пространственно-временные характеристики ветрового волнения / М.У. Вапняр, С.В. Доценко, К.В. Дудка, И.В. Киреев // Морской гидрофизический журнал. — 1988. — № 5. — С. 45–51.
5. Доценко С.В. Измерение прибрежного волнения сейсмоакустическим методом / С.В. Доценко, С.А. Кузнецов // Системы контроля окружающей среды. Средства, информационные технологии и мониторинг: сб. науч. тр. — Севастополь, 2009. — С. 56–61.

Поступила в редакцию 15.03.2010 г.

Доценко С.В., Кузнецов С.О. Кореляційний опис схвильованої морської поверхні у прибережній зоні

Приведений статистичний опис просторово-тимчасової структури аргументу кореляційної функції поверхневого морського хвилювання. Воно враховує просторову анізотропію поля, його часову мінливість, поворот і швидкість перенесення поля щодо головної системи координат. Може бути покладений в основу організації різних методів вимірювання хвилювання.

Ключові слова: хвилювання, кореляційна функція, анізотропія, поле, вимірювання.

Dotsenko S.V., Kuznetsov S.A. Correlation description of waved sea surface in the coastal zone

The statistic description of spatio-temporal structure of argument of sea waves field correlation function is presented. It take into account a field's spatial anisotropy, temporal variability, turning angle, and velocity of the field transferring in relation to the main coordinate system. This model can serve as a basis for organizing various methods for measuring surface sea waves.

Keywords: waves, correlation function, anisotropy, field, measuring.