

УДК 301.17.15.13, 551.465

## ДИНАМИКА КОМПАКТНОГО ВИХРЯ ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЫ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕОДНОРОДНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ВЕТРА В РАЙОНЕ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОГО ПОБЕРЕЖЬЯ ЧЕРНОГО МОРЯ

*Лукьянов П. В.*<sup>1</sup>

THE EFFECT OF UNSTEADY NON-HOMOGENEOUS WIND ON THE DYNAMICS OF SHELF AREA COMPACT VORTEX IN THE NORTH-EAST BLACK SEA REGION

Lukianov P. V.

On the basis of three-dimensional non-hydrostatic model it was formulated and numerically solved the non-steady non-homogeneous wind effect on shelf area compact vortex dynamics. Typical for Caucasus mountain Black Sea shore sub-mesoscale atmosphere cyclon interaction with cyclon and anty-cyclon vortexes of near shore area has been considered.

Keywords: compact vortex, unsteady non-homogeneous wind effect, shelf area, dynamics.

### Введение

Антропогенная нагрузка на природу постоянно увеличивается. Для надлежащего использования рекреационных прибрежных зон необходимы подробные знания о динамике происходящих в них процессов перемещения. Современное развитие вычислительной техники уже позволяет моделировать эти процессы на ЛК.

Наличие неровностей морского побережья (орография) в совокупности с основным морским течением (с масштабами самого моря) генерирует субмезомасштабные вихревые структуры в прибрежных шельфовых зонах. Это явление наблюдается также и в Северо-восточной части Черного моря [1]. За мысами, между основным Черноморским течением (ОЧТ) и Кавказским побережьем формируются, живут и разрушаются субмезомасштабные вихри с радиусом 2–8 км, осуществляя водообмен между прибрежными и глубоководными зонами. Поэтому объектом исследования данной работы является вихревое прибрежное течение, вертикальный масштаб которого порядка нескольких десятков – сотни метров, а горизонтальный – несколько километров. Сама по себе указанная задача с математической точки зрения довольно сложна. Речь идет, прежде всего, о подвижной внешней границе ОЧТ. В данной работе это течение не принимается во вни-

мание, а изучается лишь прохождение субмезомасштабного атмосферного вихря над указанными водными объектами. Полагаем, что водный вихрь уже сформировался и находится между берегом и ОЧТ, не касаясь их. Таким образом, целью данной работы является изучение особенностей прохождения нестационарного пространственно неоднородного атмосферного субмезомасштабного вихря над прибрежным водным своим меньшим «собратом».

Остановимся вкратце на известных результатах научных исследований, относящихся к данной работе или близких по тематике. Их условно можно отнести к двум группам. К первой относятся исследования компактных вихревых течений – теоретические и экспериментальные. Вторая группа работ посвящена моделированию динамики прибрежных вод. Некоторые из цитируемых ниже работ относятся к обеим группам.

Для задания в начальный момент времени вихревого течения можно использовать два типа распределений: автомодельное решение [2] и компактное компенсированное [3, 4]. Хотя названия у них разные, оба типа решений являются компенсированными и соответствующие им вихри диффундируют во времени.

Мелкомасштабные (субмезомасштабные) водные вихри формируются и живут в прибрежных зонах [1]. Моделирование динамики

<sup>1</sup>Лукьянов Павел Владимирович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник отдела вихревых движений Института гидромеханики НАН Украины; e-mail: pavel\_lukianov@bigmir.net.

вихря в таких областях представлено в работе [5], где рассмотрено стационарное однородное ветровое воздействие.

Следует отметить работы, в которых ветровое воздействие на морскую поверхность является основным. Так в [6] рассматривается ограниченный замкнутый бассейн, но распределение ветра задавалось переменным во времени: рост от нуля, период стационарного состояния, затухание. Чтобы моделирование носило более-менее конкретный характер, необходимо учитывать данные работ [7, 8], в которой указаны типичные масштабы атмосферных субмезомасштабных вихрей над северо-восточной частью Черного моря, время их жизни, а также скорость и направление их движения.

Существуют также современные исследования Черного моря на основе трехмерной гидростатической модели [9]. Однако она является крупномасштабной по отношению к рассматриваемому в работе объекту, так как горизонтальный размер расчетной сетки в ней имеет порядок размера вихря (1 км).

Среди англоязычных публикаций можно выделить следующие работы. В [10] рассмотрен анализ симметричных циркуляций вращающегося бароклинного течения, на которое воздействует термический ветер. Решается двумерная задача. В работе [11] рассматривается циркуляция прибрежных вод с учетом ветрового воздействия. Недостатком этой работы также является двумерность. Нестационарное дрейфовое течение рассмотрено в [12]. Однако эти исследования достаточно далеки от тематики данной работы. Трехмерному моделированию прибрежной циркуляции мимо мыса посвящена работа [13], а переносу жидкости поперек континентального шельфа — статья [14].

Параметризация стационарного ветрового воздействия на компактный вихрь приведена в работе [15], где рассмотрена модельная задача: в слое устойчиво стратифицированной жидкости задавался вихрь под приповерхностным дрейфовым течением. Вихрь диффундировал, в том числе и вверх.

Приведенный выше обзор литературы указывает на научную новизну задачи, сформулированной в названии работы.

## 1. Постановка задачи

Хотя морское дно имеет трехмерную топографию, можно рассматривать приближенно его склоном. Поэтому расчетная область будет представляться в виде слоя жидко-

сти переменной глубины. В декартовых прямоугольных координатах она будет выглядеть следующим образом:  $(x, y) \in [-l_h, l_h]$ ,  $z \in [0, L(x) - h]$ . Здесь  $h - L(x)$  — текущая глубина жидкости.

Поскольку предметом изучения являются когерентные вихревые образования, то можно ограничиться устойчивой вертикальной стратификацией и считать плотность функцией вертикальной координаты, аппроксимированной следующей аналитической зависимостью

$$\rho = \begin{cases} \rho_0 \left( 1 + (\exp [((h - h_1) - z)^2] - 1) \frac{N^2 z}{g} \right), & -h_1 \leq z \leq 0, \\ \rho_0, & -h \leq z \leq -h_1. \end{cases}$$

В приведенных соотношениях  $h, h_1$  — максимальная глубина области и толщина верхнего перемешанного подслоя соответственно.

В начальный момент в области  $z_0 - a_2 \leq z \leq z_0 + a_1$  задается компактный вихрь полем азимутальной скорости:

$$V_\theta = \begin{cases} (z - (z_0 + a_1))^2 (z - (z_0 - a_2))^2 \frac{V_0 r}{a}, & 0 \leq r \leq a, \\ (z - (z_0 + a_1))^2 (z - (z_0 - a_2))^2 \times \\ \times \frac{V_0 a}{r} \frac{R^2 - r^2}{R^2 - a^2}, & a \leq r \leq R. \end{cases}$$

Поле плавучести определяется из уравнения циклострофического баланса.

Поскольку атмосферный вихрь имеет масштаб на порядок больше водного, можно задавать лишь его ядро, представляющее твердотельное вращение. В работе будут рассмотрены только такие примеры, когда над расчетной областью, содержащей водный вихрь, будет двигаться ядро атмосферного циклона. Хотя это не является ограничением и можно рассматривать более сложное пространственное распределение характеристик в атмосферном вихре, что соответствует периферийным (фронтальным) зонам ветра. Ветровое воздействие задается соотношением

$$V_{wx} = -\frac{y - y_{wc}(t)}{a_w} V_{w0} f(t) + V_{cx}(t);$$

$$V_{wy} = \frac{x - x_{wc}(t)}{a_w} V_{w0} f(t) + V_{cy}(t);$$

где  $x_{wc}, y_{wc}, V_{cx}, V_{cy}, a_w$  — соответственно координаты центра атмосферного циклона, компоненты скорости его перемещения и радиус его ядра.

Численное решение задачи удобно производить в новой системе координат

$$(x, y, z) \rightarrow (\xi = x, \eta = y, \zeta = \zeta(x, z)).$$

Благодаря модельности задачи, топографию дна можно задать одним из следующих выражений

$$\zeta = - \begin{cases} \frac{zh}{h_1}, & -l_x \leq x \leq -l_x + x_0; \\ \frac{zh}{h_1 + \varphi(x)}, & -l_x + x_0 \leq x \leq l_x, \end{cases}$$

$$\varphi(x) = (h - h_1)(1 - \exp(-\alpha[x - (-l_x + x_0)]^2)).$$

Для определения коэффициентов вертикального турбулентного обмена используется модель Прандтля–Обухова. Согласно этой модели [5, 15],

$$\begin{cases} K_z = (0,05h_2)^2 \sqrt{B} + K_{min} & \text{при } B > 0, \\ K_z = K_{min} & \text{при } B < 0. \end{cases}$$

$$B = \left( \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)^2 + b,$$

где  $V_x, V_y$  — средние значения горизонтальных компонент скорости,  $b$  — плавучесть,  $h_2$  — глубина квазигоризонтального слоя, определяемая по первой от поверхности расчетной точки, в которой выполняется условие

$$(0,05z_k)^2 \sqrt{B_{z=z_k}} \leq K_{min}.$$

Здесь  $K_{min}$  — фоновое значение коэффициента вертикального турбулентного обмена,  $z_k$  определяется из последнего неравенства.

Для задания горизонтального турбулентного обмена используется модель Смагоринского [5, 15]. Коэффициенты горизонтальной турбулентной диффузии полей скорости и плавучести вычисляются по формулам

$$A_m = \frac{1}{2} C_m \Delta \xi \Delta \eta \left[ \left( \frac{\partial V_x}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_y}{\partial \eta} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_x}{\partial \eta} + \frac{\partial V_y}{\partial \xi} \right) \right], \quad A_n = \frac{A_m C_n}{C_m}. \quad (1.1)$$

где  $C_m, C_n$  — постоянные ( $C_m = 0,1, C_n = 0,2C_m$ );  $\Delta \xi, \Delta \eta$  — горизонтальные размеры ячейки расчетной сетки. Индексы  $m, n$  относятся к диффузии полей скорости и возмущений плотности соответственно.

Математическая модель динамики когерентного (долгоживущего) вихревого образования, описываемая уравнениями Навье–Стокса, осредненными по Рейнольдсу с учетом указанной параметризации горизонтальных и вертикальных коэффициентов турбулентной вязкости, имеет вид [5, 15]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \left( \frac{\partial V_x}{\partial \xi} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\ & + V_y \frac{\partial V_x}{\partial \eta} + Fr_V^2 V_z \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = - \left( \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{\partial p}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{1}{Re_h} \left( \left[ \frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial \eta^2} \right] + \right. \\ & + \left. \left[ \frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{1}{Ro} V_y + \frac{1}{Re_V \delta^2} \times \\ & \times \left[ \frac{\partial^2 V_x}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \quad (1.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \left( \frac{\partial V_y}{\partial \xi} + \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + V_y \frac{\partial V_y}{\partial \eta} + \\ & + Fr_V^2 V_z \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{1}{Ro} V_x + \\ & + \frac{1}{Re_h} \left( \left[ \frac{\partial^2 V_y}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial \eta^2} \right] + \right. \\ & + \left. \left[ \frac{\partial^2 V_y}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{1}{Re_V \delta^2} \left[ \frac{\partial^2 V_y}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \quad (1.3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & Fr_V^2 \delta^2 \left( \delta \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_x \left( \frac{\partial V_z}{\partial \xi} + \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \right. \\ & + V_y \frac{\partial V_z}{\partial \eta} + Fr_V^2 V_z \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \left. \right) = - \frac{\partial p}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} + b + \\ & + \frac{Fr_V^2}{Re_h} \left( \left[ \frac{\partial^2 V_z}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial \eta^2} \right] + \right. \\ & + \left. \left[ \frac{\partial^2 V_z}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{1}{Re_V \delta^2} \left[ \frac{\partial^2 V_z}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \quad (1.4) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial \xi} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial \eta} + \text{Fr}_V^2 \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial \zeta} - \delta^2 \frac{\partial V_z}{\partial \eta} = \tau_{zy}(\xi, \eta, t),$$

$$p = 0, \quad b = 0.$$

Ввиду малости значений параметра  $\delta$ , используются стандартные для соответствующих задач приближения граничных условий

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial t} + V_x \left( \frac{\partial b}{\partial \xi} + \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + V_y \frac{\partial b}{\partial \eta} + \\ + \text{Fr}_V^2 V_z \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z} \frac{\partial \zeta}{\partial z} V_z = \\ = \frac{1}{\text{Sc Re}_h} \left( \left[ \frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 b}{\partial \eta^2} \right] + \right. \\ \left. + \left[ \frac{\partial^2 b}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 b}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\ + \frac{1}{\text{Sc Re}_V \delta^2} \left[ \frac{\partial^2 b}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial \zeta} = \tau_{zx}(\xi, \eta, t), \quad \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} = \tau_{zy}(\xi, \eta, t).$$

Условие непокидания частицами свободной поверхности также задается в приближенном виде

$$V_z = 0.$$

Подробности численного алгоритма решения поставленной задачи можно найти в работах [5, 15]. Отметим, что он содержит стандартные процедуры, относящиеся к динамике несжимаемой жидкости.

## 2. Результаты численного эксперимента

В уравнениях (1.2)–(1.6)  $V_z$ ,  $p$ ,  $b$  ( $b = -g\rho/\rho_0$ ) — среднее значение вертикальной компоненты вектора скорости в новой системе координат, а также возмущения полей давления и плавучести;  $\text{Re}_h = l_h V_h / A_m$ ,  $\text{Re}_V = l_V V_h / K_z$ ,  $\text{Fr}_V = V_h / N l_v$ ,  $\text{Ro} = V_h / l_h \Omega$  и  $\text{Sc} = A_n / A_m$  горизонтальное и вертикальное числа Рейнольдса, а также числа Фруда, Россби и Струхалья соответственно;  $l_v \in O(100)$  м,  $l_h \in O(1000)$  м — начальные вертикальный и горизонтальный масштабы вихря, а также начальный масштаб скорости;  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли;  $\delta = l_v / l_h$  — отношение вертикального масштаба вихря к горизонтальному. Компонента силы Кориолиса в уравнении (1.4) не учитывается ввиду ее относительной малости для сплюснутых вихрей.

Прежде всего, укажем, что рассматриваемая задача является модельной несмотря на учет многих факторов. Дело в том, что на границе расчетной области атмосферный вихрь постоянно меняется. И постановка «мягких» граничных условий, то есть когда (приближенно) полагается, что на краях области функции не изменяются при переходе во внешнюю область, является вынужденной мерой. Применение таких условий возможно лишь в том случае, когда водный вихрь располагается не близко к какой-либо из горизонтальных границ, как в данной задаче. Действительно, как будет показано ниже, за время зарождения и прохождения атмосферного вихря над водным последний перемещается достаточно слабо, то есть не подходит близко к горизонтальным границам расчетной области.

*Граничные условия для уравнений (1.2)–(1.6):* равенство нулю производных полей всех характеристик на боковых границах ( $x = \xi = \pm l_h, y = \eta = \pm l_h$ ).

*Граничные условия на дне ( $\zeta = -h$ ):* условия прилипания и отсутствие градиента плотности (или плавучести)

$$V_x = 0, \quad V_y = 0, \quad V_z = 0, \quad \frac{\partial b}{\partial \zeta} = 0.$$

*Граничные условия на свободной поверхности ( $\zeta = 0$ ):* нестационарное неоднородное ветровое воздействие, а также равенство нулю возмущений давления и плавучести

$$\frac{\partial V_x}{\partial \zeta} - \delta^2 \frac{\partial V_z}{\partial \xi} = \tau_{zx}(\xi, \eta, t),$$

Были рассмотрены два вида взаимодействия. В обоих случаях субмезомасштабный атмосферный вихрь задавался циклоническим с радиусом ядра 100 км. Это соответствует наблюдающимся в районе Кавказского побережья Черного моря [7, 8] атмосферным процессам, которые происходят благодаря наличию гор. Поскольку водные вихри могут быть как циклонами, так и антициклонами [1], то рассмотрены оба случая. Характерный средний размер радиуса водного вихря — 5 км. Начальный вертикальный масштаб — 80 м при глубине 100 м. Перепад глубин составляет 40–100 м. Поскольку

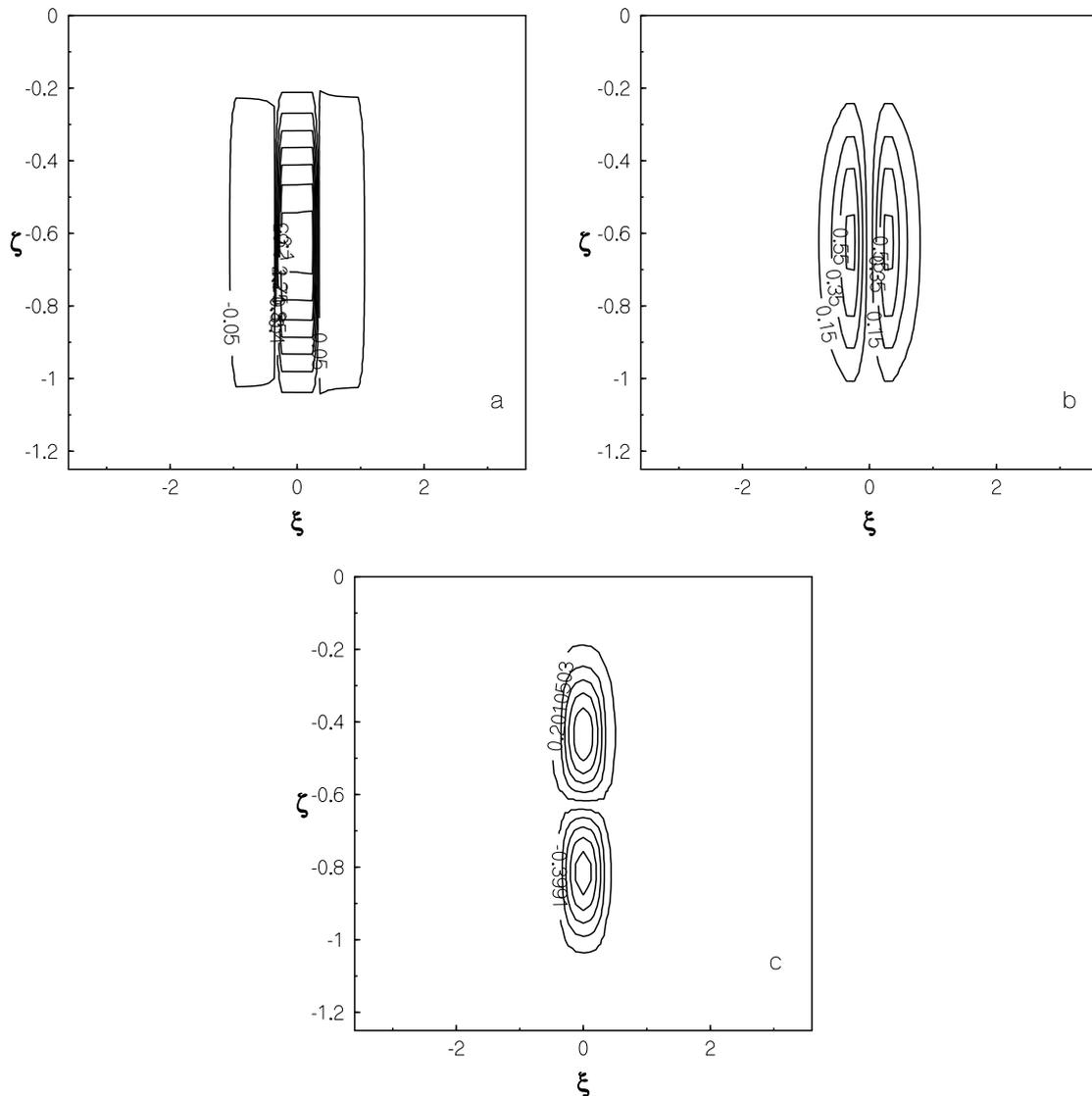


Рис. 1. Распределения завихренности *a*, азимутальной скорости *b* и плавучести *c*, соответствующие циклоническому вихрю, в начальный момент времени

топография дна аппроксимировалась по экспоненциальному закону, то вихрь, находясь посередине расчетной области и имея размер в 7 раз меньший ее размера, слабо ощущал кривизну дна. Это благоприятствовало выделению эффекта нестационарного ветрового воздействия дрейфового течения на водный вихрь. Безразмерные параметры задачи, соответствующие указанным масштабам, равны:  $Re_V = 40000$ ,  $\delta = 0,016$  ( $Re_V \delta^2 = 10, 24$ ),  $Fr = 0,781$ ,  $Ri = 1,63$ ,  $Ro = 0,486$

На рис. 1 представлены поля завихренности, азимутальной скорости и плавучести в начальный момент времени, соответствующие циклоническому водному вихрю. Для антициклонического вихря картина та же, за

исключением знаков полей завихренности и азимутальной скорости — они, естественно, являются противоположными.

Как указано в [7], атмосферный субмезомасштабный циклон формируется с центром приблизительно над прибрежными водами, то есть над водным вихрем. Поэтому в начальный момент полагалось, что центры атмосферного и водного вихря совпадают, хотя ветровое воздействие задавалось нестационарным. Атмосферный вихрь формируется и одновременно сносится на юг. Горизонтальные оси координат для удобства были выбраны следующим образом: ось  $Ox$  — на юго-запад, а ось  $Oy$  — на юго-восток. При равных значениях горизонтальных компонент скоро-

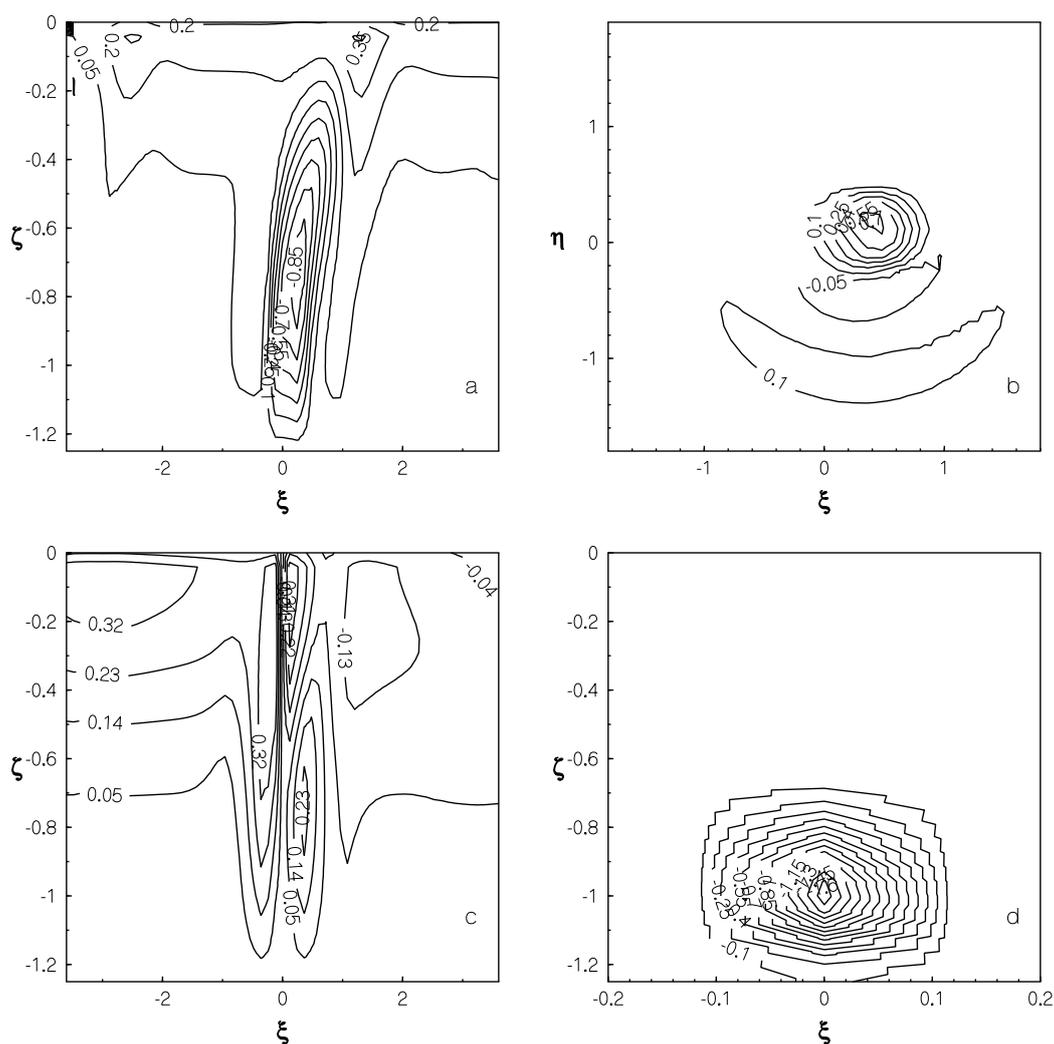


Рис. 2. Распределения завихренности: вертикальное *a* и на глубине 5 м *b*, азимутальной скорости *c* и плавучести *d*, соответствующие циклоническому вихрю, в момент времени безразмерного времени  $t = 1$

сти перемещения центра циклона последний движется строго на юг, как это и наблюдается на самом деле.

В работе [15] дана условная классификация взаимодействия вихря с дрейфовым течением. Сравнение данных рис. 2, 3 с аналогами для случая стационарного ветрового воздействия [15] указывает на слабое взаимодействие нестационарного дрейфового течения с водным вихрем. Действительно, изолинии полей завихренности и азимутальной скорости слабо наклонены (рис. 2а, 2с; 3а, 3с). Это подтверждают рис. 2в, 2г, указывающие на незначительное отклонение центров вихрей от начала координат (их начального положения). Хотя при этом центр атмосферного вихря уже давно покинул расчетную область. Так, при скоростях 3 м/с в те-

чение времени, равного масштабу — 20000 с, центр атмосферного циклона прошел расстояние 60 км, то есть 12 (начальных) радиусов водного вихря.

Рис. 2г, 2г, с учетом рис. 2в, 2г, указывают на то, что дрейфовое течение может проникать на глубину порядка 50 м. В результате, перемешивание в верхней части водной толщи значительно усиливается и это сказывается на практически исчезновении верхней части возмущений поля плотности (плавучести). Но появилась одна нетривиальная особенность: поле плавучести, соответствующее нижней части водного вихря, не распространяется на всю расчетную область, как при стационарном однородном ветре [15], а наоборот — сужается со временем. Это довольно интересный результат с точки зрения про-

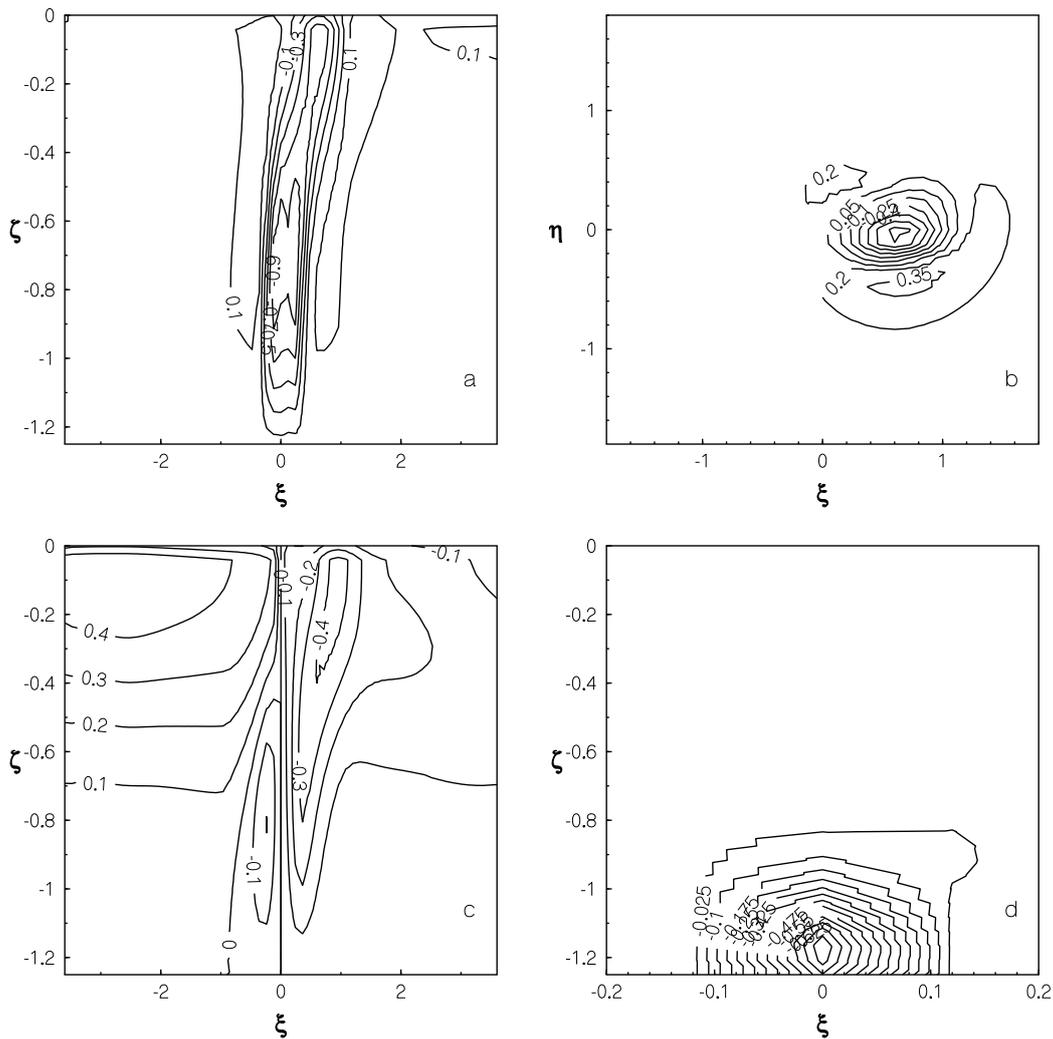


Рис. 3. Распределения завихренности: вертикальное  $a$  и на глубине 5 м  $b$ , азимутальной скорости  $c$  и плавучести  $d$ , соответствующие антициклоническому вихрю, в момент времени безразмерного времени  $t = 1$

цессов перемешивания, так как экологическая безопасность прибрежных регионов напрямую зависит от водообмена.

### Заключение и выводы

По результатам численного эксперимента можно сделать следующие выводы. Поставлена и численно решена задача нестационарного неоднородного атмосферного воздействия на вихри прибрежной зоны. При наблюдающихся типичных скоростях ветра в атмосферном циклоне (5 м/с) и скоростях жидкости в водном вихре (порядка 20 см/с) взаимодействие носит (условно) слабый характер: верхняя часть вихря незначительно перемещается за счет генерируемого ветром дрейфового течения. Однако при этом про-

никновение влияния ветра достигает глубины 50 м. Именно на такой глубине, вплоть до поверхности, турбулентная диффузия поля плотности оказывается значительно большей, чем в нижней, не подверженной влиянию ветра области. В результате, наблюдается картина, когда от начального поля возмущений плотности (плавучести) остается лишь нижняя часть, при этом сжатая к оси вихря.

### Литература

1. Зацепин А. Г., Пиотух В. Б., Корж А. О., Куклева О. Н., Соловьев Д. М. Изменчивость поля течений в прибрежной зоне Черного моря по измерениям донной станции ADCP // Известия РАН. Океанология. 2012. Т. 52. № 5. С. 629–642.

2. Лукьянов П. В. Диффузия изолированного квазидвумерного вихря в слое устойчиво стратифицированной жидкости // Прикл. гидром. 2006. Т. 8 (80). № 3. С. 63-77.
3. Козлов В. Ф. Стационарные модели бароклинных компенсированных вихрей // Известия АН ФАО, 1992. Т. 28, № 6, 615-624 с.
4. Лукьянов П. В. Модели компактных компенсированных вихрей и их применение в задачах механики жидкости и газа // Прикл. гидром. 2011. Т. 13 (85). № 2. С. 37-43.
5. Лукьянов П. В. Динамика компактного вихря в зоне прибрежного шельфа // Мор. гидрофиз. журн. 2013. № 1, С. 21-33.
6. Шульга Т. Я. Моделирование сгонно-нагонных явлений в ограниченном морском бассейне // Мор. гидрофиз. журн. 2006. № 6. С. 1-12.
7. Яровая Д. А., Шокуров М. В. Мезомасштабные вихри, возникающие над Черным морем вблизи Кавказского побережья // Мор. гидрофиз. журн. 2012. № 3. С. 14-30.
8. Ефимов В. В., Яровая Д. А. Численное моделирование квазидвумерных вихрей в атмосфере над Черным морем // Известия РАН ФАО. 2013. Т. 49, № 2. С. 223-239.
9. Кордзадзе А. А., Деметрашвили Д. И., Сурмава А. А. Численное моделирование гидрофизических полей Черного моря в условиях чередования атмосферных циркуляционных процессов // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 2. С. 1-12.
10. Mantovani R., Speranza A. Baroclinic instability of a symmetric, rotating, stratified flow: a study of nonlinear stabilisation mechanism in the presence of viscosity // Nonlinear Processes in Geophysics. 2002. Vol. 9. P. 487-496.
11. Marchesillo P., Gibbs M. T. and Meddleton J. H. Simulation of coastal upwelling on the Sydney Continental shelf // Mar. Freshwater Res. 2000. Vol. 51. P. 577-588.
12. Barr B. C., Slinn D. N., and Dhanak M. R. Simulation of the unsteady turbulent Ekman layer // AGU Fall Meeting. 2002. Poster OS52D-0258.
13. Winand C. D. Three-dimensional Wind-Driven Coastal Circulation past Headland // J. Phys. Oceanogr. Vol. 36. 2006. С. 1430-1438.
14. Tilburg C. E. Across-shelf transport on a continental shelf: Do across-shelf winds matter? // J. Phys. Oceanogr. Vol. 33. 2006. С. 2675-2688.
15. Лукьянов П. В. Взаимодействие квазигоризонтального вихря с приповерхностным дрейфовым течением, вызванным стационарным ветровым воздействием // Прикл. гидром. 2011. Т. 13 (85). № 1. С. 35-42.

Ключевые слова: компактный вихрь, нестационарное неоднородное ветровое воздействие, шельфовая зона, динамика.

Статья поступила 11 июля 2013 г.

Институт гидромеханики НАН Украины, г. Киев

© Лукьянов П. В., 2013