

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ВИХРЕЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ВОДОЁМЕ В УСЛОВИЯХ СТАЦИОНАРНОГО ВЕТРОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

На основе общих (трехмерных нестационарных) уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска, осредненных по Рейнольдсу, численно решена задача о взаимодействии двух вихрей в слое стратифицированной жидкости переменной глубины. Вихри имеют различные горизонтальные и вертикальные размеры и задаются, в начальный момент времени, на разных горизонтах. Выявлены типичные сценарии развития течения в зависимости от направления вращения в вихрях (циклонического и антициклонического), вида ветрового воздействия (сгонного или нагонного), а также расположения вихрей по вертикали.

На підставі загальних (тривимірних нестационарних) рівнянь Нав'є–Стокса у наближенні Буссинеска, що осереднені за Рейнольдсем, чисельно розв'язана задача про взаємодію двох вихорів у шарі стратифікованої рідини змінної глибини. Вихорі мають різні горизонтальні та вертикальні розміри і задаються , у початковий момент, на різних горизонтах. Виявлені типові сценарії розвитку течії у залежності від напрямку обертання у вихорях (циклонічного та антициклонічного), вигляду вітрової дії (згонної або нагонної), а також розташування вихорів вдовж вертикалі.

Based on general Navier–Stokes (three-dimensional nonstationary) Reynolds-averaged equations in the Boussinesq approximation, the problem of interaction of the two vortices in the layer of stratified fluid with the changing depth is numerically solved. The vortices have different horizontal and vertical dimensions and are given at different horizons in the initial time. The typical scenarios of the flow development are revealed depending on the direction of rotation in vortices (cyclonic and anticyclonic), the type of the wind effect (blowing out and blowing) as well as a vertical position of vortices.

Введение. Работа посвящена задаче изучения динамики естественных водоёмов. Это шельфовые (прибрежные) зоны морей и океанов, а также озера средней глубины. В прибрежных зонах морских акваторий генерируются противотечения основным течением [1]. В условиях приливов – отливов, совместно с топографией, также возможно формирование поля вихревых структур с горизонтальными масштабами порядка нескольких километров и вертикальным – порядка 100 м [2, 3].

Динамика вихрей с вертикальным масштабом порядка сотни метров и горизонтальными – порядка нескольких километров до первых двух десятков километров существенно подвержена ряду внешних факторов и поэтому практически не изучена. В недавно опубликованных работах [4, 5] исследованы, в трехмерной нестационарной постановке, динамика пары «вихрь в вихре» и эволюция одиночного вихря в поле вызванного ветровым воздействием приповерхностного дрейфового течения. Как с практической, так и с теоретической точек зрения, одной из важных задач исследований является процесс взаимодействия двух (и более) вихревых структур.

Исходя из вышесказанного, целью данной статьи является исследование, на основе трёхмерной нестационарной модели, взаимодействия пары вихрей разных масштабов в зоне шельфового склона в условиях стационарного ветрового воздействия. При этом, в отличие от указанных выше работ, вихри, в начальный момент, задаются не друг в друге, а один возле другого. Кроме этого, учитывается топография дна и стационарное ветровое воздействие.

Статья имеет следующую структуру. В первой части работы приводится математическая формулировка задачи и указывается на алгоритм её решения со ссылкой на предыдущие работы автора. Во второй части изложены основные результаты численного эксперимента. В заключении формулируются выводы и указываются пути дальнейших исследований.

Формулировка и решение задачи. Рассматривается слой жидкости пере-

менной глубины, рис. 1. Система координат выбрана так, что изменяющаяся глубина слоя есть аналитическая функция $L(x)$ лишь одной координаты – x .

Ниже кривой находится дно, а выше – жидкость. Полагается, что в начальный момент времени сформировались два одиночных компактных вихря с вертикальной осью вращения, причём на разных горизонтах. Задача состоит в изучении взаимодействия этих вихрей при их совместной диффузии и наличии стационарного приповерхностного дрейфового течения, вызванного ветровым воздействием.

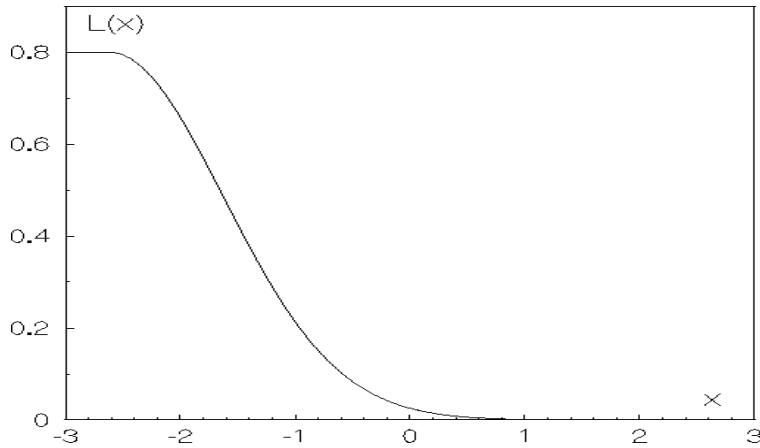


Рис. 1

В начальный момент задаются два компактных вихря с центрами в точках $(x = x_1, y = 0, z = z_{01})$ и $(x = x_2, y = 0, z = z_{02})$ разных горизонтальных и вертикальных размеров. Им соответствуют следующие поля азимутальной скорости и плавучести [5]:

$$V_{\theta i} = \exp \left[- \left(\frac{\alpha r}{L_{0i}} \right)^2 \right] (z - (z_{0i} + a_{1i}))^2 (z - (z_{0i} - a_{2i}))^2, z_{0i} - a_{1i} \leq z \leq z_{0i} + a_{2i};$$

$$b_i = \exp \left[- 2 \left(\frac{\alpha r}{L_{0i}} \right)^2 \right] (z - (z_{0i} + a_{1i}))^3 (z - (z_{0i} - a_{2i}))^3 (z - z_{0i} + 0.5(a_{1i} - a_{2i})),$$

$$z_{0i} - a_{2i} \leq z \leq z_{0i} + a_{2i};$$

где L_{0i}, z_{0i} – соответственно начальные значения горизонтального масштаба вихря и положения центра вихря (горизонт); a_{1i}, a_{2i} – толщины верхней и нижней частей вихря; α – константа, характеризующая внутреннюю структуру вихря; индекс i указывает на номер вихря.

Для численного решения задачи удобно перейти к новой системе координат:

$$(x, y, z) \rightarrow (\xi = x, \eta = y, \zeta = \zeta(x, y)). \quad (1)$$

В данной работе рассматривается модельная задача. Поэтому топография дна задаётся:

$$\zeta = \begin{cases} \frac{zh}{h_1}, & -l_x \leq x \leq -l_x + x_0, \\ \frac{zh}{h_1 + (h - h_1)(1 - \exp - \alpha[x - (-l_x + x_0)])}], & -l_x + x_0 \leq x \leq l_x, \end{cases}$$

где h_1 – минимальная глубина слоя жидкости, x_0 , γ – соответственно координата начала подводного склона и коэффициент, характеризующий его крутизну.

Используются известные модели турбулентности. Коэффициент вертикального турбулентного обмена вычисляется по модели Прандтля–Обухова [6]. Согласно этой модели:

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

$$\text{где } B = \left(\frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)^2 + b.$$

В выражениях (2) h_2 – глубина квазиоднородного слоя, определяемая по первой от поверхности расчетной точке, в которой выполняется условие:

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

где K_{\min} – фоновое значение коэффициента вертикального турбулентного обмена, а z_k определяется из последнего неравенства.

Для описания горизонтального турбулентного обмена применена модель Смагоринского [7]. Коэффициенты горизонтальной турбулентной диффузии поля скорости и плавучести вычисляются по формулам:

$$A_m = \frac{1}{2} C_m \Delta \xi \Delta \eta \left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_x}{\partial \eta} + \frac{\partial V_y}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{\partial V_y}{\partial \eta} \right)^2 \right], \quad A_n = \frac{A_m C_n}{C_m}. \quad (3)$$

В выражениях (3) C_m , C_n – постоянные. $C_m = 0,1$, $C_n = 0,2C_m$, Δx , Δy – горизонтальные размеры расчетной сетки. Индексы m, n относятся соответственно к диффузии поля скорости и плотности. В координатах (ξ, ζ) изолинии ω_z показаны на рис. 2.

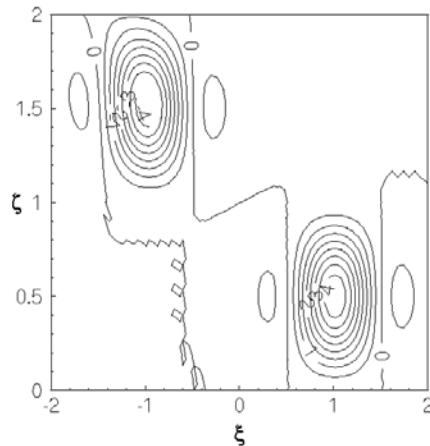


Рис. 2

В качестве пространственных масштабов выбираются размеры большего вихря. Меньший вихрь и дрейфовое течение пересчитывается в этих масштабах. С учетом характерных для квазигоризонтальных вихревых движений балансов [8], процесс описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \left(\frac{\partial V_x}{\partial \xi} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + V_y \frac{\partial V_x}{\partial \eta} + \text{Fr}_v^2 V_z \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = - \left(\frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{\partial p}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \frac{1}{\text{Ro}} V_y + \\
& + \frac{1}{\text{Re}_h} \left(\left[\frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial \eta^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\
& + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \left[\frac{\partial^2 V_x}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \tag{4}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \left(\frac{\partial V_y}{\partial \xi} + \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + V_y \frac{\partial V_y}{\partial \eta} + \text{Fr}_v^2 V_z \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{1}{\text{Ro}} V_x + \\
& + \frac{1}{\text{Re}_h} \left(\left[\frac{\partial^2 V_y}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial \eta^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 V_x}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\
& + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \left[\frac{\partial^2 V_y}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \tag{5}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \text{Fr}_v^2 \delta^2 \left(\delta \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_x \left(\frac{\partial V_z}{\partial \xi} + \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + V_y \frac{\partial V_z}{\partial \eta} + \text{Fr}_v^2 V_z \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} + b + \\
& + \frac{\text{Fr}_v^2}{\text{Re}_h} \left(\left[\frac{\partial^2 V_z}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial \eta^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 V_z}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \\
& + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \left[\frac{\partial^2 V_z}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \tag{6}
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial \xi} + \frac{\partial V_y}{\partial \eta} + \text{Fr}_v^2 \frac{\partial V_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0, \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial b}{\partial t} + V_x \left(\frac{\partial b}{\partial \xi} + \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + V_y \frac{\partial b}{\partial \eta} + \text{Fr}_v^2 V_z \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} V_z = \\
& = \frac{1}{\text{Sc}} \left\{ \frac{1}{\text{Re}_h} \left(\left[\frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial \xi \partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial^2 b}{\partial \eta^2} \right] + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left[\frac{\partial^2 b}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\partial^2 b}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \left[\frac{\partial^2 b}{\partial \zeta^2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \right] \right\} \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \tag{8}
\end{aligned}$$

где V_x, V_y, V_z, p, b – соответственно средние значения горизонтальных и вертикальной компонент вектора скорости, а также возмущения полей давления и плавучести; $b = -g\rho / \rho_0$, $\text{Re}_v = l_v V_h / K_Z$, $\text{Re}_h = l_h V_h / A_m$, $\text{Fr}_v = V_h / N l_v$, $\text{Ro} = V_h / l_h / \Omega$ и $\text{Sc} = A_n / A_m$ – горизонтальное и вертикальное числа Рейнольдса, Фруда, Россби и Струхала соответственно; $l_v \in \mathcal{O}(100 \text{ м})$,

$l_h \in O(1000)$ м, $V_h \in O(10^{-1})$ м/с – начальные вертикальный и горизонтальный масштабы вихря, а также начальный масштаб скорости; Ω – угловая скорость вращения Земли; $\delta = l_V / l_h$. Компонента силы Кориолиса в уравнении (9) не учитывается ввиду её относительной малости для сплюснутых вихрей.

Граничные условия для уравнений (4) – (8) (см. также [5]). Вырождение (экспоненциальное убывание) полей всех характеристик на удалении от области вихря.

На дне. Условия прилипания и условие отсутствия градиента плотности (или плавучести):

$$V_x = 0, V_y = 0, W = 0, \frac{\partial b}{\partial \zeta} = 0. \quad (9)$$

На свободной поверхности. Полагаем, что постоянно дует ветер:

$$\frac{\partial V_x}{\partial \zeta} - \delta^2 \frac{\partial W}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial V_y}{\partial \zeta} - \delta^2 \frac{\partial W}{\partial \eta} = 0. \quad (10)$$

Выполняется равенство нулю возмущений давления и плавучести:

$$p = 0, b = 0. \quad (11)$$

Условие непокидания частицами жидкости свободной поверхности, которое заменяется на более простое условие “твердой крышки”:

$$V_z = 0. \quad (12)$$

Задача решалась известными конечно-разностными методами, изложенными в [4]. Трёхмерные нестационарные уравнения на каждом шаге по времени расщеплялись по пространственным переменным. При решении уравнений движения и диффузии плавучести использовалась так называемая схема «вверх по потоку». Затем применялась коррекция давления – также стандартная процедура для данного класса задач.

Результаты численных экспериментов. Во всех приведенных исследованиях масштабы вихрей – одного порядка. Их размеры отличаются лишь в 1,5 – 2,5 раза. Это обусловлено тем, что если размеры меньшего вихря отличаются в 5 раз и больше, то получается картина эволюции одного вихря (большого) при наличии внешнего возмущения (меньшего вихря).

Структура рисунков 3 – 8 одинакова. На рис. а) и б) приводятся вертикальные сечения, в плоскости $\eta = 0$, поля вертикальной компоненты завихренности и скорости V_x соответственно. Затем парами следуют поля ω_z и V_θ на горизонтах 5 м и 115 м от дна. Эти сечения удобны для анализа поля течения.

Рассмотрим два циклонических вихря с радиусами 3 км и 5 км. Пусть ветер будет сгонным, меньший вихрь расположен с подветренной стороны в более мелкой области. Начальные горизонты расположения вихрей – 60 м. Толщины вихрей – 80 м. Расположение показано на рис. 2. Масштаб скорости 0,5 м/с. Величина частоты плавучести во всех случаях, кроме одного, задавалась $N = 0,004 \text{ с}^{-1}$. При таких значениях величины безразмерных параметры равны: $\text{Re}_V = 8 \cdot 10^4$, $\delta = 1,6 \cdot 10^{-2}$ (при этом $\text{Re}_V \cdot \delta^2 = 20,48$), $\text{Fr} = 1,562$, $\text{Ri} = 0,409$, $\text{Ro} = 0,972$.

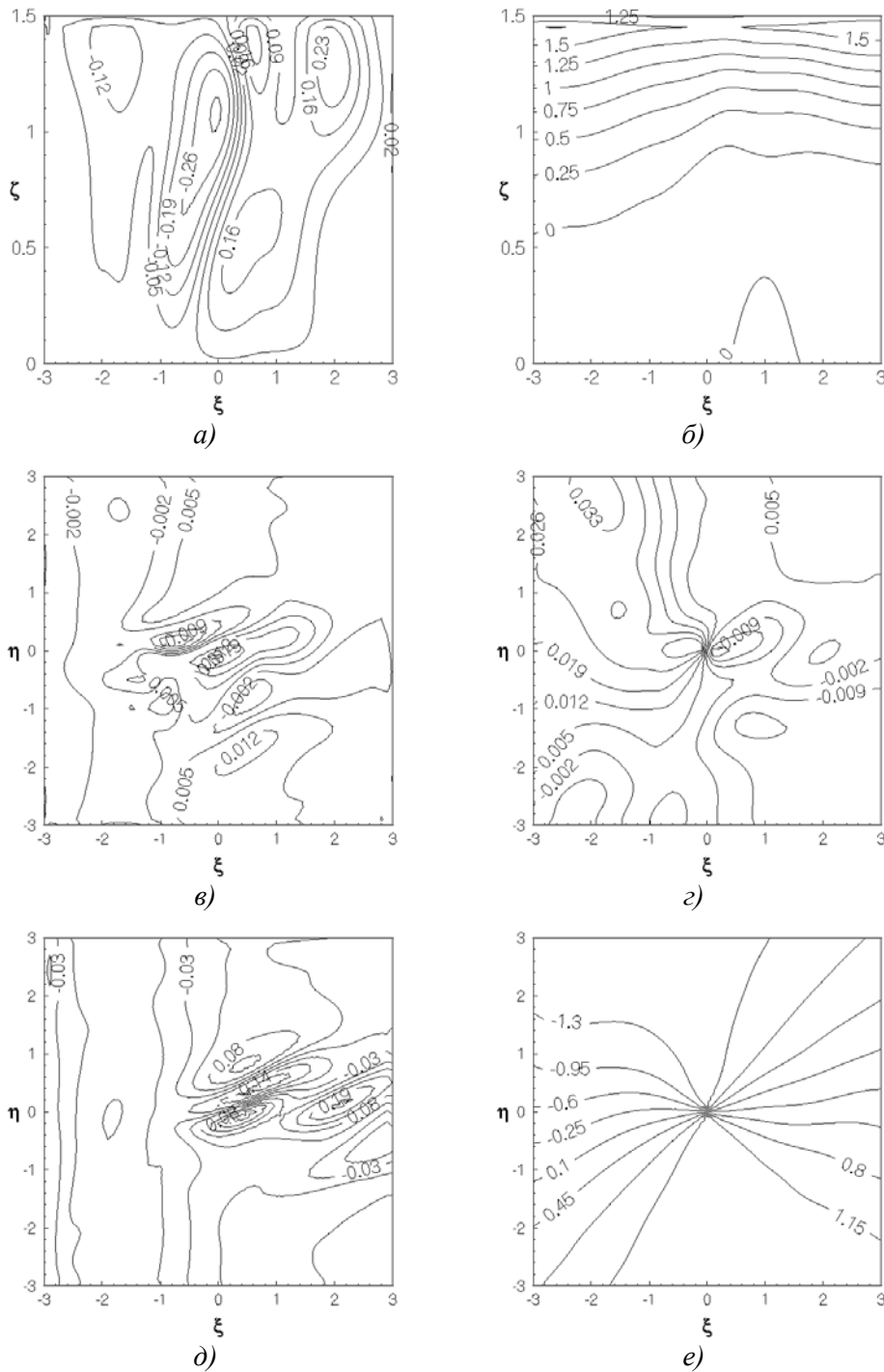
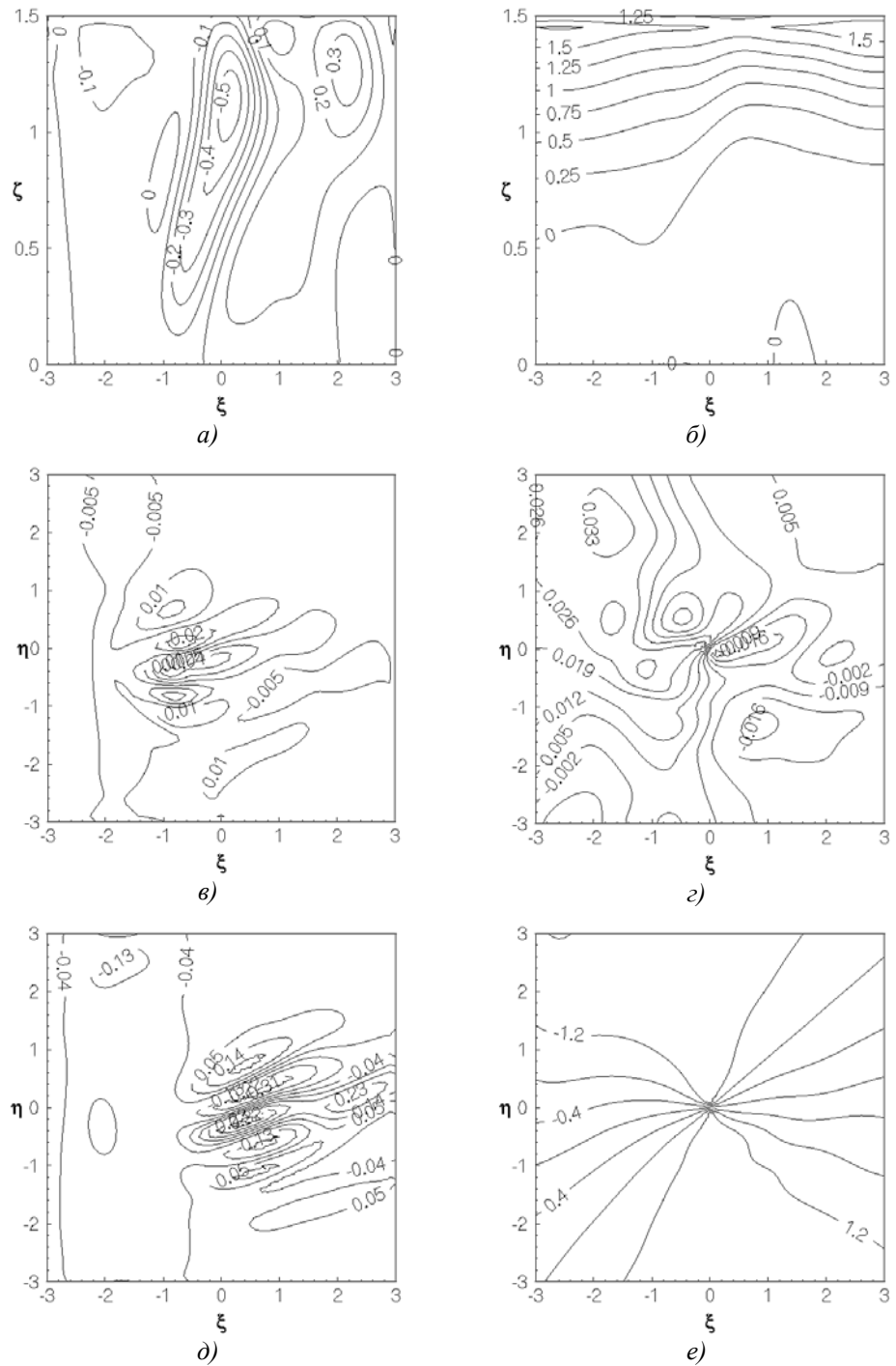


Рис. 3

В результате взаимодействия вихрей и их вовлечения со временем в поле сдвигового течения монополярная структура претерпевает сложную эволюцию, см. рис. 3. На контрольных горизонтах (5 м и 115 м от дна) к моменту безразмерного времени $t=4$ уже не наблюдается монополярные структуры вихревого движения.

Вблизи дна монополь (большой вихрь) трансформируется в вытянутый диполь, вокруг которого находятся две – три малые области завихренности.

Вдали от дна, в области большого вихря, переход от диполя к триполю. Меньший вихрь также теряет структуру монополя и становится неярко выраженной трипольной структурой. Приведенные данные указывают на своего рода универсальность трипольного вихревого движения: при наличии разного рода внешних возмущений: дрейфового течения, планетарного вращения, взаимодействия с другими вихрями, а также с дном, наблюдается указанная структура.



Основным безразмерным параметром данной задачи является отношение кинетических энергий вихрей. При условии равенства масштабов азимутальной скорости это эквивалентно отношению (горизонтальных) размеров вихрей. Поэтому представляет интерес задать масштаб меньшего вихря 2 км и проследить за динамикой пары вихрей. На серии рисунков 4 представлены результаты расчетов. Количество областей завихренности одного знака варьируется в пределах 4 – 5. На приповерхностном горизонте (115 м) наблюдается чёткая компактная вихревая структура из пяти вытянутых областей завихренности, объединённая с менее чётко выраженной областью более слабого вихря.

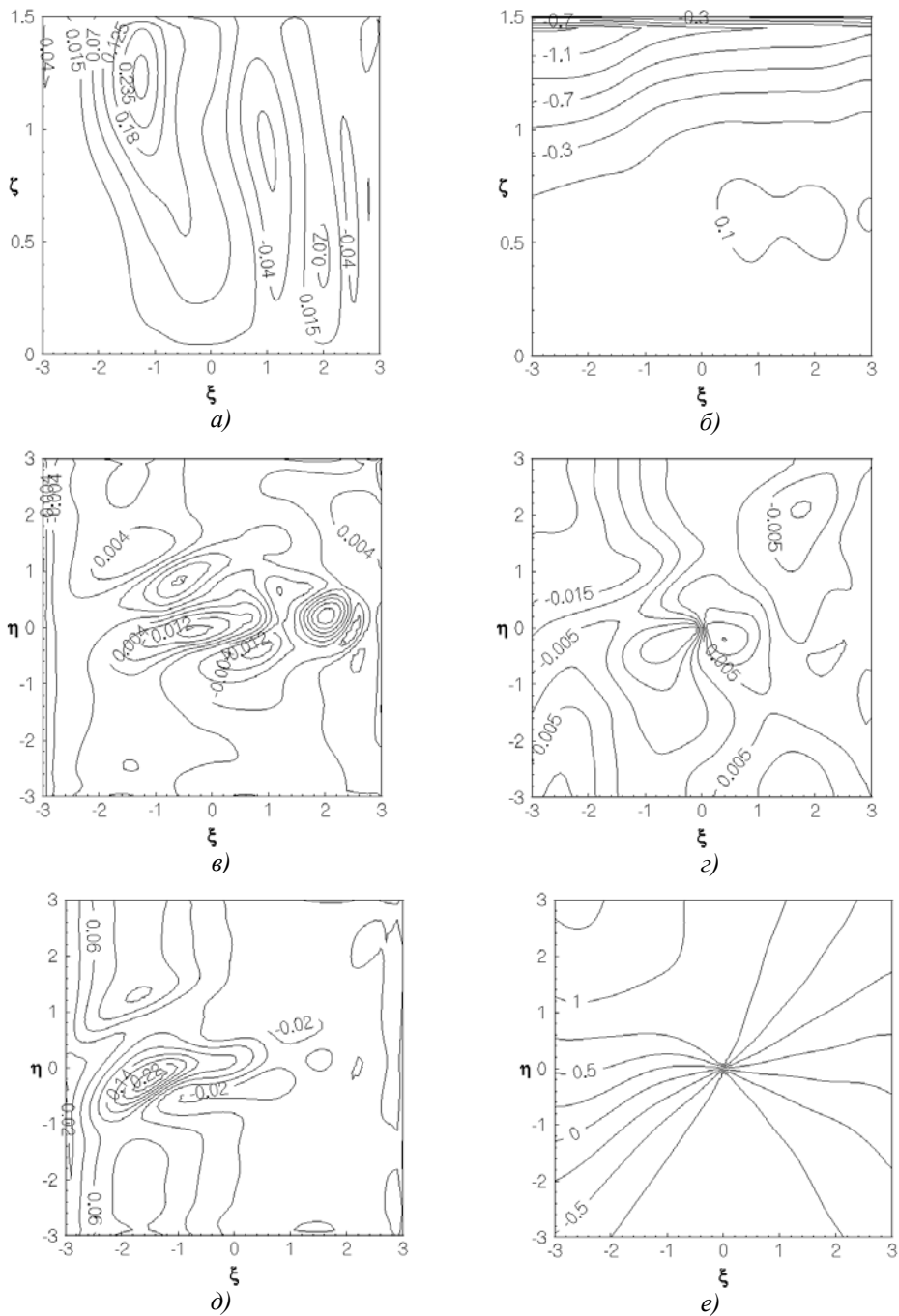


Рис. 5

Рассмотрим теперь случай нагонного ветра. Были проведены расчёты примера, когда больший вихрь задавался в более мелкой области, а меньший – с подветренной стороны.

Результаты представлены на рис. 5. Прежде всего, отметим отличие в поле течения. Сравнение рис. 5 и рис. 4 указывает, что на горизонтах вдали от приповерхностного течения два вихря взаимодействуют иным, чем прежде, образом. Ядро меньшего вихря сохраняется, а больший вихрь вытягивается течением, трансформируясь из монополя в вытянутый триполь. В приповерхностных водах меньший вихрь, взаимодействуя с большим вихрем и дрейфовым течением, достаточно быстро становится потенциальным течением: в правой части области видны лишь остатки поля завихренности, а изолинии поля азимутальной скорости указывают, что вращение уже не сильно отличается от предыдущих примеров. При этом окружающее ядро большего вихря поле завихренности перестаёт быть компактным: под действием нагонного ветра в мелководной части рассматриваемой области формируется поле завихренности, изолинии которого перпендикулярны направлению донного склона. Если сравнить рис. 5 с рис. 3, то станет понятно, что указанная завихренность формируется в области резкого донного склона, который и является её причиной.

С уменьшением масштаба меньшего вихря от 3 км до 2 км качественно картина течения меняется крайне слабо. Следовательно, описанная только что динамика (в случае нагонного ветра) носит определённую закономерность. Такого резкого различия, как при сгонном ветре в примерах на рис. 3 и рис. 4, нет.

Зависимость от взаимного вращения вихрей также важна. Так, при всех данных предыдущего примера, но при антициклоническом вращении большего вихря получается следующая картина: на горизонтах вдали от поверхности ядра вихрей сохраняются, а окружающие их области завихренности противоположного знака разрываются, превращая монополи в триполи (см. рис. 6). И лишь в приповерхностных водах, где доминирующим оказывается дрейфовое течение, наблюдается качественно схожая картина (сравните рис. 5 д и рис. 6 д). Очень важным является то, что окружающая вихрь полосчатость изолиний завихренности имеет тот же знак, как и в предыдущем примере, тем самым указывая на независимость своей природы от направления вращения в большем вихре.

Теперь изменим направления вращения в вихрях: больший – циклонический, а меньший – антициклонический. Сравнение полученных результатов, представленных на рис. 7, указывает на сильную схожесть с примером, когда оба вихря циклонические (рис. 6), в области большего вихря и вокруг неё, за исключением области меньшего вихря. Ядро меньшего вихря претерпевает значительную деформацию (и это вдали от поверхности), вовлекаясь течением большего вихря. Таким образом, при прочих других неизменных данных направление вращения в меньшем вихре существенно лишь вблизи этого вихря. Это соотносится со здравым смыслом.

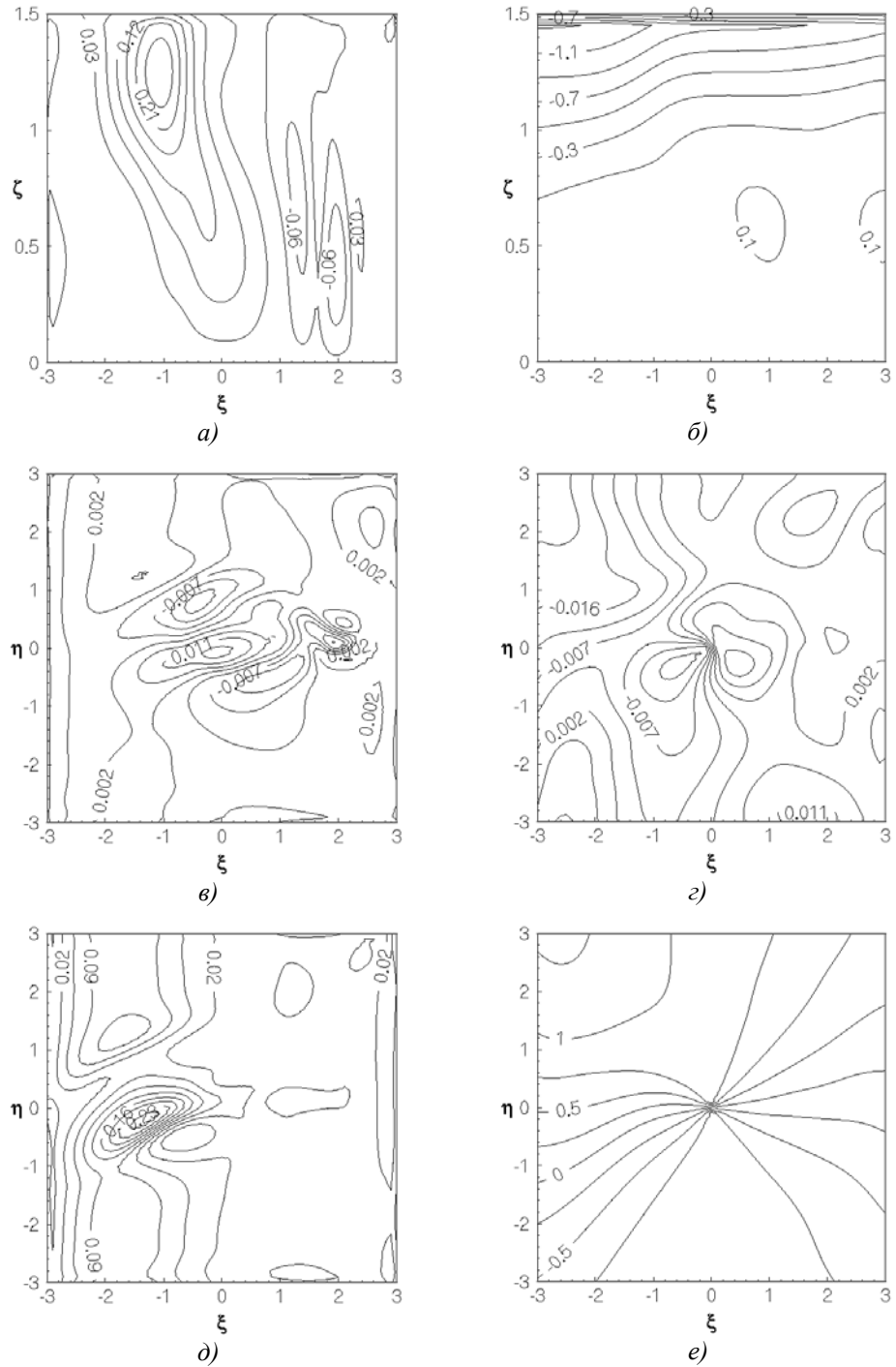


Рис. 7

На динамику действуют не только размеры и направления в вихрях, но условия, в которых происходит движение – среда, которой является стратифицированная жидкость. Увеличим частоту плавучести от 0,004 до 0,006, то есть стратификация станет в 2,25 раза сильнее. Все остальные данные – из предыдущего примера. Сравнение рис. 8 с рис. 7 указывает на более слабое про-

дадим минимальную глубину 40 м. То есть, увеличим крутизну донного склона в два раза. На рис. 9 приведены горизонтальные сечения полей скорости и завихренности для глубин 60 м и 115 м. Если картина поля скорости отличается (от случая б) незначительно, то поле завихренности распадается на множество мелкомасштабных вихрей. Данные приведены при безразмерном времени 4.

В дальнейшем неустойчивость развивается, и поле течения становится турбулентным. Следовательно, при относительно большом перепаде глубин (неровности дна) вихревые структуры, зародившись в водной толще, со временем разрушаются. При этом, чем относительно тоньше вихри (параметр δ), тем они устойчивее. Вариация этого параметра проводилась в других работах, поэтому здесь лишь упоминается.

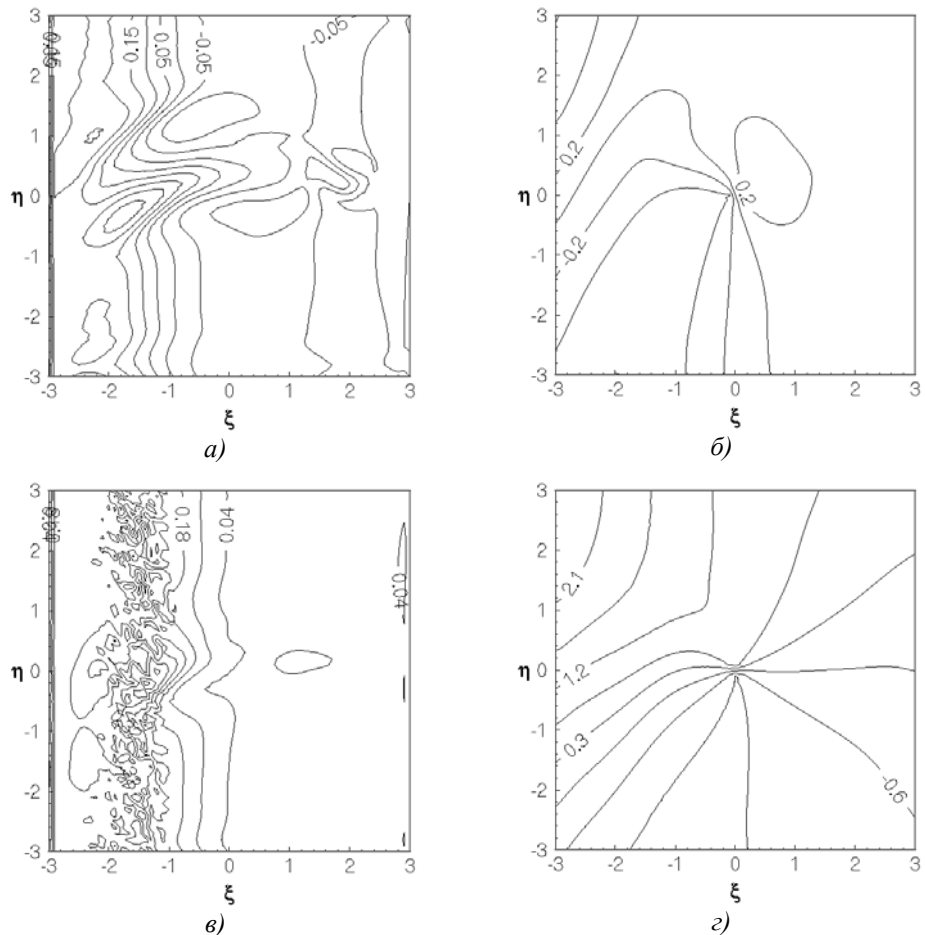


Рис. 9

Выводы.

1. В работе сформулирована и численно решена задача взаимодействия пары вихрей, находящихся, в общем случае, на разных горизонтах при наличии стационарного поля дрейфового приповерхностного течения.

2. Проведен сравнительный анализ эволюции течения в зависимости от вариации направления ветра, взаимного вращения вихрей, горизонтов их расположения и начальных масштабов, а также величины стратификации и донного наклона.

3. Одной из наиболее часто наблюдаемых вихревых структур является триполь, который в условиях ветрового воздействия имеет вытянутую форму. С учётом результатов других исследований, следует отметить определённую универсальность трипольной вихревой структуры.

4. Все, кроме одного, перечисленные в выводе 2 факторы влияют на картину течения, оставляя крупномасштабные вихревые структуры. И лишь крутизна донного склона является тем параметром, от которого зависит разрушение поля течения (на малые вихри).

При этом следует помнить об относительной толщине вихрей – самом важном параметре, от которого зависит их устойчивость. Но этот вывод не относится к результатам данной работы, так как уже формулировался ранее.

В качестве дальнейших исследований можно рассматривать более сложные варианты ветрового воздействия на морскую поверхность, равно как и более сложную картину начального вихревого течения.

1. Овсянников И. М. Антициклоническая завихренность течений в прибрежной зоне Черного моря / И. М. Овсянников, В. Б. Тутов // ДАН СССР. – 1990. – Т. 314, №5. – С. 1236 – 1239.
2. Alfredo Abrayma Observation of Small Scale shelf-trapped Dipolar Vortices near the Eastern Sicilian Coast / Alfredo Abrayma, Estore Salusti // J.Phys. Oceanogr. – 1990. – № 7. – P. 1105 – 1112.
3. Pingree R. D. Anticyclonic eddy X91 in southern Bay of Biscay, May 1991 to February 1992 / R. D. Pingree, B. Le Can // J. Geophys. Res. – 1992. – V. 97. – P. 14353.
4. Лукьянов П. В. Эволюция пары “вихрь в вихре” в слое устойчиво стратифицированной жидкости / П. В. Лукьянов // Прикл. гидром. – 2010. – № 2. – С. 58 – 69.
5. Лукьянов П. В. Взаимодействие квазигоризонтального вихря с приповерхностным дрейфовым течением, вызванным стационарным ветровым воздействием / П. В. Лукьянов // Прикл. гидром. – 2011. – №1. – С. 35 – 42.
6. Белоліпецький В. М. Численне моделювання ветрових течень в стратифікованих водоёмах / В. М. Белоліпецький, П. В. Белоліпецький // Вычислительные технологии. – 2006. – № 5. – С. 21 – 31.
7. Математические модели циркуляции в океане / Марчук Г.И. и др. –М. : Наука, 1980. – 391с.
8. Restratification processes in the final stage of turbulence decay in a stably stratified medium / P. V. Lukyanov, V. S. Maderich // Доповіді НАН України. – 1995. – №5. – С. 46 – 48.

Институт гидромеханики НАН Украины,
Киев

Получено 08.11.11,
в окончательном варианте 18.09.12