

ких глубокоокисленных донных отложениях, что впервые позволило определить в них равновесные значения  $Eh$  и получить доказательства того, что систему  $MnO_2$  (осадок) /  $Mn^{2+}$  (иловая вода) следует рассматривать как потенциалопределяющую.

Тихоокеанский океанологический институт  
Дальневосточного отделения  
Академии наук СССР  
Владивосток

Поступило  
3 V 1988

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Геохимия диагенеза осадков Тихого океана (трансoкеанский профиль). М.: Наука, 1980. 286 с.
2. Железнова А.А., Шишкина О.В. Тр. Ин-та океанол. АН СССР. М.: Изд-во АН СССР, 1961, т. 45, с. 236–249.
3. Гирин Ю.П., Шишкина О.В., Цветков Г.А. Металлоносные осадки юго-восточной части Тихого океана. М.: Наука, 1979, с. 201–216.
4. Розанов А.Г. Химический анализ морских осадков. М.: Наука, 1975, с. 5–16.
5. Шульц М.М., Писаревский А.М., Полозова И.П. Окислительный потенциал. Л.: Химия, 1984. 160 с.
6. Caudale J., Sumner K.G., Tye F.L. – J. Chem. Farad. Trans., 1973, vol. 69, № 5, p. 885–893.
7. Tye F.L. – Electrochem. acta, 1976, vol. 21, № 10, p. 415–420.
8. Фертер К. Электрохимическая кинетика. М.: Химия, 1967. 856 с.
9. Whitfield M. – Geochim. et cosmochim. acta, 1975, vol. 39, p. 1545–1557.

УДК 551.465.11

ОКЕАНОЛОГИЯ

М.А. СОКОЛОВСКИЙ

### О ВСТРЕЧНОМ СТОЛКНОВЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ХЕТОНОВ

(Представлено академиком В.И. Ильичевым 10 II 1988)

1. Известно [1], что если расположенные в разных слоях двухслойной жидкости точечные геострофические вихри смещены друг относительно друга и имеют равные по величине и противоположные по знаку интенсивности, то они ведут себя подобно парам, т.е. при отсутствии внешних сил движутся равномерно и прямолинейно (трансляционное стационарное состояние). Принципиальное отличие такого двухслойного сингулярного вихря от пары вихрей, сосредоточенных в одном из слоев, заключается в немонотонном характере зависимости его скорости  $V$  от расстояния между вихрями  $a$  [1, 2]: если в первом случае  $V$  стремится к нулю при  $a \rightarrow 0$  и  $a \rightarrow \infty$ , то во втором — при малых  $a$ :  $V(a) \sim a^{-1}$ . Такие же свойства присущи и распределенным двухслойным вихревым образованиям со смещенными центрами верхнего и нижнего вихрей и нулевой интенсивностью трубок потенциальной завихренности [3]. Бароклинные вихри этого типа входят в класс так называемых хетонов, изучение которых началось в последние годы как в теоретическом плане с точки зрения сингулярных геострофических вихрей [1, 2, 4], так и в экспериментальном — в лабораторных условиях [5, 6]. При этом наименее изученными остаются вопросы взаимодействия вихрей. Предложенная в [2] гипотетическая трактовка хетона как возможного океанологического феномена позволяет считать проблему взаимодействия двухслойных вихрей актуальной не только в академическом, но и в прикладном отношении.

В настоящей работе излагаются результаты выполненных с помощью метода контурной динамики (МКД) численных экспериментов по встречному столкнове-

нию распределенных хетонов, позволившие, в частности, обнаружить новое стационарное состояние в виде квазиэллиптического вихря, образовавшегося в результате слияния двух вихрей в одном из слоев и вращающихся вместе с ним вокруг общего центра тяжести двух периферийных вихрей в другом слое.

2. Рассмотрим модель двухслойного океана с твердой крышкой на поверхности и ровным дном. Пусть  $\rho_1, H_1$  ( $\rho_2, H_2$ ) — плотность воды и невозмущенная толщина верхнего (нижнего) слоя. В качестве характерного горизонтального масштаба  $L^*$  примем радиус деформации Россби  $\lambda = [g(\rho_2 - \rho_1)H_1H_2/\rho_0f_0^2H]^{1/2}$ , где  $g$  — ускорение свободного падения,  $\rho_0$  и  $f_0$  — средние значения плотности и параметра Кориолиса,  $H = H_1 + H_2$  — общая глубина. Принимая  $g = 9,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ,  $\rho_2 - \rho_1 = 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $\rho_0 = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $f_0 = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ,  $H_1 = H_2 = 500 \text{ м}$ , получим  $\lambda = 15,65 \text{ км}$ .

В обсуждаемых ниже численных экспериментах радиусы всех вихрей в начальный момент времени принимались равными  $\lambda$ , а максимальное расстояние между хетонами превышало  $\lambda$  не более чем на порядок. В этих условиях можно принять приближение  $f$ -плоскости и использовать локальную декартову систему координат. Начальное состояние задавалось таким образом, что положение центра  $(x_c)_k^j$ ,  $(y_c)_k^j$  круглого  $k$ -го вихря, находящегося в  $j$ -м слое, определяется формулами

$$(1) \quad (x_c)_k^j = (-1)^{k-1} [l + (-1)^j A], \quad (y_c)_k^j = (-1)^{k-1} B; \quad j, k = 1, 2.$$

На  $f$ -плоскости все горизонтальные направления равнозначны, и прямая  $x = 0$  выбрана в качестве оси антисимметрии лишь из соображений удобства. Величины  $A$  и  $B$  в (1) фиксированы ( $A = 1, B = 5$ ), а  $l$  — варьируемый параметр.

При численных расчетах использовалась предложенная в [3] двухслойная версия МКД, основанная на законе сохранения квазигеострофического потенциального вихря в каждом из слоев [7], согласно которой предполагаемая постоянной в начальный момент времени потенциальная завихренность  $W_k^j$  каждого из четырех вихрей остается неизменной во времени. Условие бароклинной компенсации, т.е. принадлежности классу хетонов, в нашем случае имеет вид  $W_1^1 = -W_1^2 = -W_2^1 = W_2^2 \equiv W$ . Значение  $W$  вычислялось из требования, чтобы безразмерная поступательная скорость хетонов была равна единице в предположении, что на начальном этапе движения пары между собой не взаимодействуют и распределенные вихри можно заменить точечными. Это дает  $W = -10,36$ . Принимая характерное значение скорости  $V^* = 1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ , получим масштаб времени  $T^* = 15,65 \cdot 10^5 \text{ с} = 18,11 \text{ сут}$ .

3. Выполненные при различных значениях параметра  $l$  ( $|l|$  — половина расстояния между центрами пар в начальный момент времени) численные эксперименты позволяют выделить три различных типа взаимодействий: I — обмен партнерами, II — силение вихрей верхнего слоя, III — расхождение хетонов. Общим для всех случаев является то, что на первом этапе движения вихревые пары движутся практически прямолинейно и взаимодействие между ними становится заметным при сближении на расстояние  $\sim 4$ .

Рассмотрим отдельно каждый из трех типов взаимодействий.

Т и п I. При сближении хетонов вихри верхнего и нижнего слоев начинают расходиться, а затем формируют новые пары, обменявшись партнерами. Вновь образованные хетоны с расстоянием между центрами вихрей  $\sim 2$  разбегаются в противоположные стороны вдоль прямой, составляющей с осью  $x$  угол  $\alpha$ , такой что  $|\alpha|$  увеличивается с ростом  $l$  от нуля при центральном столкновении ( $l = 0$ ) до некоторого значения  $\alpha^* > 0$ . В наших расчетах максимальное значение  $\alpha^* \approx 90^\circ$  было достигнуто при  $l = 0,5625$ .

Как видно из рис. 1 еще при  $l = 0,5$  форма всех четырех вихрей в результате взаимодействия меняется слабо, а траектории их центров хорошо описываются моделью точечных вихрей. Увеличивая  $l$  с шагом  $\Delta l = 1/64$ , мы установили, что при

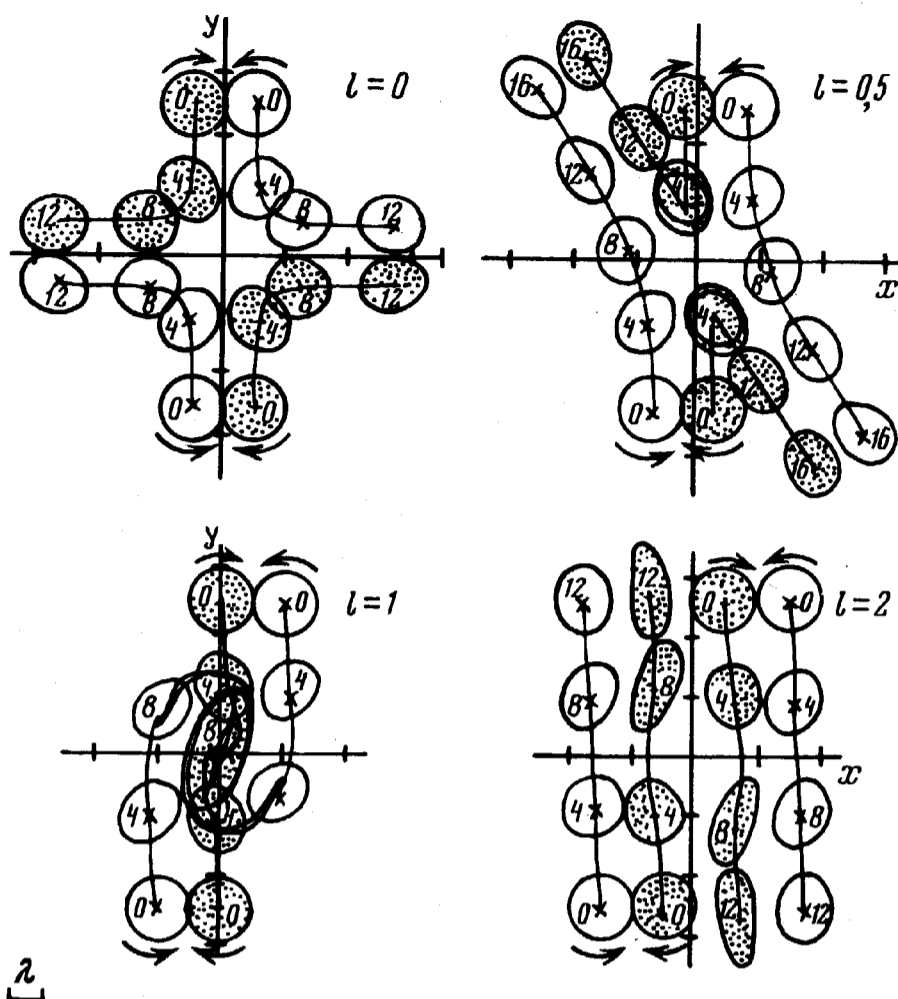


Рис. 1. Встречное столкновение двух распределенных хетонов при различных значениях параметра  $l$ . Затемнены вихри верхнего слоя. Сплошные линии обозначают траектории центров вихрей, маркерами отмечены их положения в указанные моменты времени

$l = 0,5 + \Delta l$  картина качественно имеет такой же характер, но уже со следующего шага вихри верхнего слоя, приблизившись друг к другу, сливаются, а затем под действием продолжающих двигаться в противоположные стороны вихрей нижнего слоя разъединяются. В этом случае между ними происходит частичный взаимный обмен массой. На следующем этапе разъединившиеся вихри приобретают форму, близкую к круглой, и, повернув свои траектории на соответствующий угол, начинают двигаться прямолинейно вместе с нижним вихрем второй пары.

Т и п II. При выбранном шаге  $\Delta l$  переход к этому типу движения зафиксирован при  $l = 0,5 + 6\Delta l = 0,59375$ . В этом случае вихри верхнего слоя, слившись, образуют односвязное пульсирующее вихревое образование, вращающееся вокруг начала координат. Вихри нижнего слоя, практически не изменяя своей формы, вращаются относительно того же центра по орбитам, близким к круговым. Характерными для центрального вихря являются нитеобразные выбросы, которые по мере роста  $l$  становятся все более заметными.

На рис. 2 представлены результаты расчетов, которые позволяют утверждать, что образующаяся при этом типе взаимодействия конфигурация близка к некоторому стационарному (и, по-видимому, устойчивому) состоянию. Начальное расположение вихрей в этом эксперименте приблизительно соответствует моменту времени  $t = 8$  для случая  $l = 1$  на рис. 1, если пренебречь наличием вихревых нитей и считать, что площадь эллипса равна сумме площадей первоначально круглых антициклонических вихрей. Рассчитанное движение системы вихрей представлено для интервала времени, равного примерно двум периодам вращения. Аналогичный расчет, проведенный для случая  $l = 1,75$ , показывает, что на периферии эллиптического вихря начинается процесс относительно быстрого сворачивания вихревой пелены с после-

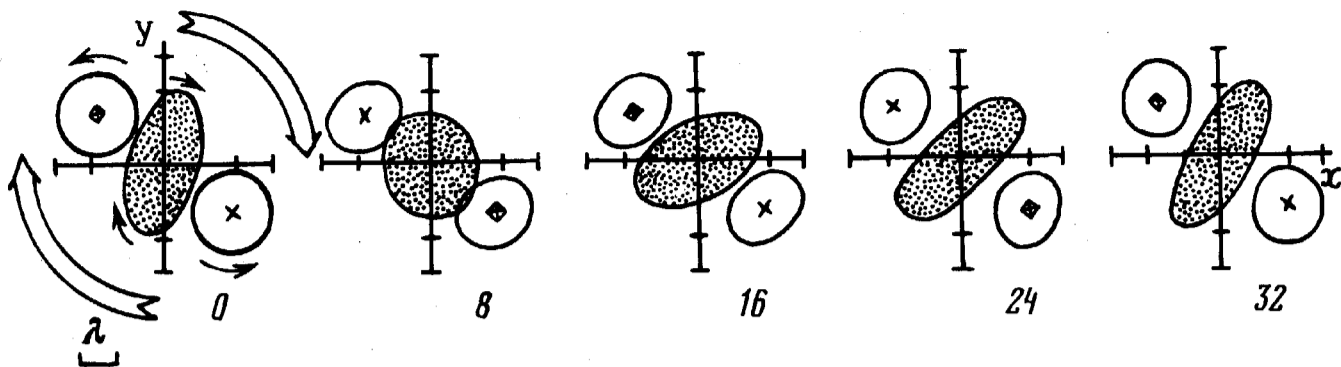


Рис. 2. Связанное движение системы из антициклонического вихря в верхнем слое и двух циклонов нижнего слоя

дующим ее выбором (примерно за 5 единиц безразмерного времени). В результате этого эллиптический вихрь принимает более компактную форму и продолжает вращаться вместе с круглыми циклоническими вихрями по той же схеме. С ростом  $l$  увеличивается как радиус круговой орбиты циклонов, так и период вращения.

Т и п III. Дальнейшее увеличение  $l$  приводит к тому, что слившиеся при сближении хетонов вихри верхнего слоя лишь проворачиваются вокруг общего центра настолько, чтобы вновь разделиться и продолжить движение со своими же расположенными внизу циклонами. Условно границу перехода к типу III можно связать со значением  $l = 1,9375$ . Частичное слияние вихрей в верхнем слое наблюдается даже при  $l = 2 - \Delta l$ . При  $l = 2$  наблюдается расхождение антициклонов без слияния но с заметным искажением их формы, которое затем с ростом  $l$  ослабевает. Здесь, как и в первом типе взаимодействия, траектории центров хорошо описываются точечными вихрями.

4. Представленные расчеты показали, что, помимо вполне очевидных типов взаимодействия I и III, существует промежуточный тип II, наблюдающийся (при данном наборе параметров) по крайней мере в интервале расстояний между центрами взаимодействующих при встречном столкновении пар от 1,2 до 3,8 радиуса деформации. Подчеркнем, что это свойство характерно для распределения хетонов. Расчеты показывают, что в предельном случае сингулярных вихрей с ростом  $l$  наблюдается переброс от движения типа I к движению типа III; при этом  $\alpha^* \approx 180^\circ$ . Режиму типа II соответствует состояние кругового вращения всей системы, когда циклонические и антициклонические вихри расположены попарно на противоположных концах пересекающихся под прямым углом диаметров  $d_{\text{ц}}$  и  $d_{\text{а}}$ . Величины  $d_{\text{ц}}$  и  $d_{\text{а}}$  определяются из соответствующего стационарного решения уравнений движения точечных вихрей [2]. Данный случай ( $d_{\text{а}} < d_{\text{ц}}$ ) характеризует одну из двух ветвей этого решения; оно неустойчиво и бифурцирует к режиму типа III.

Таким образом, численные эксперименты подтверждают, что при моделировании связанного состояния типа II конечность размеров вихрей приводит к стабилизации системы, как это, например, имеет место в случае цепочки Кармана [8, § 159] и [9].

5. На рис. 1 всюду  $l > 0$ . Смена знака  $l$  приводит к зеркальному отражению рисунка в плоскости  $(x, y)$  относительно оси  $y$ . В этом случае режим типа II, например, будет описываться циклоническим вращением квазиэллиптического вихря нижнего слоя в сопровождении движущихся по круговой орбите антициклонов в верхнем слое. Разумеется, свойство симметрии (в указанном смысле) будет иметь место лишь в рассматриваемом простейшем случае  $H_1 = H_2$ . Отметим, что двухслойное вихревое образование со смещенными центрами и противоположными знаками потенциальных завихренностей верхнего и нижнего вихрей может в первом приближении служить моделью бароклинного вихря с наклонной осью и разнонаправлен-

ными вращениями на приповерхностных и придонных горизонтах. Представляет интерес задача приближенного выделения границ областей существования связанных состояний типа II для системы двух таких вихрей в зависимости от параметров  $L^*/\lambda$ ,  $A$ ,  $H_1/H_2$ .

Тихоокеанский океанологический институт  
Дальневосточного отделения Академии наук СССР  
Владивосток

Поступило  
17 II 1988

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гряник В.М. – Изв. АН СССР. ФАО, 1983, т. 19, № 3, с. 227–240.
2. Hogg N.G., Stommel H.M. – Proc. Roy. Soc. Lond., 1985, vol. A397, p. 1–20.
3. Козлов В.Ф., Макаров В.Г., Соколовский М.А. – Изв. АН СССР. ФАО, 1986, т. 22, № 8, с. 868–874.
4. Hogg N.G., Stommel H.M. – J. Atm. Sci., 1985, vol. 42, № 14, p. 1465–1476.
5. Griffiths R.W., Hopfinger E.J. – J. Fluid Mech., 1986, vol. 173, p. 501–518.
6. Griffiths R.W., Hopfinger E.J. – Ibid., 1987, vol. 178, p. 73–97.
7. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984, т. 2. 416 с.
8. Ламб Ф. Гидродинамика. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
9. Moore D.W., Saffman P.G. – J. Fluid Mech., 1975, vol. 69, № 3, p. 465–473.