

Результаты данной работы позволяют сделать следующие выводы:

1. В осадочных породах пресноводных водоемов синтезируются биогенные минералы — магнетит и грейгит.

2. Магнетит гумусово-аккумулятивных горизонтов почв (или какая-то его часть) также может иметь биогенное происхождение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-04-4863).

#### Литература

1. Биогенный магнетит и магниторецепция / Под ред. Дж. Киршвинка, Мак. Б. Фаддена. М., 1989. Т. 1, 2.
2. Lowenstam H.A. // Science. 1981. **211**. P. 1126.
3. Бабанин В.Ф. // Вестн. Моск. ун-та. Почвоведение. 1972. № 4. С. 72.
4. Blakemore R.P. // Science. 1975. **190**. P. 377.

5. Blakemore R.P., Frankel R.B., Kalmijn A.J. // Nature. 1981. **286**. P. 384.
6. Kirschwink J.L. // Earth Planet Sci. Lett. 1982. **59**. P. 388.
7. Kirschwink J.L., Lowenstam H.A. // Ibid. 1979. **44**. P. 193.
8. Moench T.T., Konetzka W.A. // Arch. Microbiol. 1978. No. 119. P. 203.
9. Краткая химическая энциклопедия. М., 1967. Т. 3.
10. Bell V.E., Mills A.L., Hermann D. // Appl. Environ. Microbiol. 1987. **53**, No. 11. P. 610.
11. Перельман А.И. Геохимия. М., 1989.
12. Вадюнина А.Ф., Смирнов Ю.А. // Почвоведение. 1976. № 7. С. 147.
13. Крупянский Ю.Ф., Суздаев И.П. // ЖЭТФ. 1974. **67**. С. 76.
14. Бабанин В.Ф., Трухин В.И., Иванов А.В. и др. Магнетизм почв. Москва; Ярославль, 1995.
15. Звягинцев Д.Г. Почва и микроорганизмы. М., 1987.

Поступила в редакцию  
20.10.97

УДК 551.46 + 521.92:93

## О ПРОИСХОЖДЕНИИ СИНОПТИЧЕСКОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ОКЕАНОВ

С. А. Арсеньев, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Показано, что планетарные волны в океане генерируются неравномерным вращением Земли. Получены формулы для теоретических оценок.

Открытие синоптических вихрей [1] — несомненно, выдающееся событие 1970–1990 гг. в физике океана. В это время в результате обработки данных специализированных крупномасштабных, долговременных измерений океанских течений в Аравийском море (Полигон-1967) и в Атлантическом океане (Полигон-1970, Моде-1973, Полимоде-1977) были установлены масштабы синоптической изменчивости (от суток до четырех месяцев и от 10 км до 500 км), доказана ее повсеместная распространенность и обнаружено, что на синоптические вихри приходится максимум в спектрах кинетической энергии в океанах [2–5]. Синоптическая изменчивость, как оказалось, обусловлена нелинейными планетарными волнами, потому что пространственные и временные масштабы вихрей хорошо согласуются с дисперсионными соотношениями для планетарных волн, а суперпозиция нескольких мод этих волн воспроизводит наблюдаемые вихри [2, 4]. Построенные решения для планетарных волн типа солитонов ликвидируют различие между вихрями, перемещающимися вместе с захваченной ими водой, и планетарными волнами, бегущими как возмущения в воде [2, 4]. Таким образом, проблема установления происхождения синоптической изменчивости океанов оказалась, по су-

ществу, совпадающей с проблемой установления основных механизмов генерации планетарных волн.

В настоящее время наиболее разработанной является теория порождения планетарных волн ветром [2, 4]. Практически, однако, ветровые напряжения, действующие на поверхность океана, не могут быть их эффективным источником, так как максимумы ветровых спектров лежат на сравнительно высоких частотах и не совпадают с максимумами синоптических движений в океане [2, 4, 5]. Кроме того, различаются пространственные масштабы синоптических возмущений в океане (порядка 100 км) и в атмосфере (порядка 1000 км). Исключением являются тропические циклоны (ураганы и тайфуны), но, как показано в работах [6, 7], возникающие в их следе в океане синоптические вихри захватывают только верхний, деятельный слой. Между тем планетарные волны наблюдаются на всех глубинах.

Другим эффективным источником синоптической изменчивости океанов может являться неустойчивость крупномасштабных океанских течений (при определенных условиях малые случайные начальные возмущения растут, получая энергию от средних течений, и превращаются в планетарные волны).

В работе [2] отмечается, что роль процесса неустойчивости в динамике реального океана пока еще нельзя считать окончательно выясненной (например, из-за трудности определения основного среднего течения). Поэтому поставлена задача изучения других механизмов генерации планетарных волн [4] потоками плавучести на поверхности океана, переходными процессами в системе океан-атмосфера типа Эль-Ниньо, приливными движениями, проникающей конвекцией и напряжениями внутренних волн. Корреляция этих процессов с синоптической изменчивостью пока не выяснена. Возможно, что связи вообще нет, так как изменения потоков плавучести не могут вызвать прямым воздействием на поверхность океана сколько-нибудь существенные горизонтальные движения в его недрах, а приливы и внутренние волны являются намного более быстрыми процессами, чем планетарные волны. В работе [8] показано, что переходные процессы типа Эль-Ниньо могут быть вызваны неравномерным вращением Земли. Убедимся в том, что данный эффект может генерировать планетарные волны и синоптическую изменчивость океана.

Рассмотрим уравнения крупномасштабной динамики океана, полученные в работе [8] с учетом неравномерного вращения Земли:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - f_1 v + f_2 w = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{R \cos \varphi \partial \lambda} \right) - R \cos \varphi \left( \frac{dw}{dt} \right) + R \omega \sin \varphi \left( \frac{d\varphi}{dt} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + f_1 u = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{R \partial \varphi} \right) + \omega^2 R \sin \varphi \cos \varphi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} - f_2 u = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right) + g, \quad (3)$$

$$\frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Здесь  $u, v, w$  — зональная, меридиональная и вертикальная составляющие скорости течений в океане,  $t$  — время и  $R$  — радиус Земли,  $\varphi$  — широта,  $\lambda$  — долгота,  $\omega$  — скорость вращения Земли,  $f_1 = 2\omega \sin \varphi$ ,  $f_2 = 2\omega \cos \varphi$  — первый и второй параметры Кориолиса соответственно. При записи уравнений (1)–(4) жидкость считается несжимаемой, а нелинейные ускорения и турбулентное трение не учитываются.

Изучим бездивергентные планетарные волны [2], для которых в уравнении (4) можно пренебречь производной  $\partial w / \partial z$ :

$$\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) = 0. \quad (5)$$

Тогда можно ввести функцию тока:

$$u = -\frac{\partial \psi}{R \partial \varphi}, \quad v = \frac{\partial \psi}{R \cos \varphi \partial \lambda}, \quad (6)$$

а уравнения (1), (2) свести к одному уравнению для вихря:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \beta v = -2 \sin \varphi \frac{d\omega}{dt}, \quad (7)$$

в котором

$$\beta = \frac{2\omega \cos \varphi}{R} = \frac{\partial f_1}{R \partial \varphi}, \quad (8)$$

$$V = \frac{\partial v}{R \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos \varphi u) = \Delta_L \psi \quad (9)$$

— вертикальная составляющая завихренности  $\text{rot } \mathbf{v}$  и

$$\Delta_L = \frac{1}{R^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R^2 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \quad (10)$$

— горизонтальный оператор Лапласа. При выводе (7) мы пренебрегли возможной изменчивостью широты  $\varphi$  со временем, сосредоточив внимание только на неоднородностях вращения Земли  $d\omega/dt$ .

Коэффициенты уравнения вихря (7) не зависят от долготы  $\lambda$ , поэтому решения типа планетарных волн имеют вид

$$\psi = A(\mu) \sin(k\lambda - \sigma t), \quad (11)$$

где  $\mu = \sin \varphi$ ,  $\sigma$  — частота волны и  $k = 0, 1, 2, \dots$  — волновое число по долготе. Подставляя (11) в (7), получим уравнение для амплитуд планетарных волн

$$\frac{d}{d\mu} \left[ (1 - \mu^2) \frac{dA}{d\mu} \right] + \left[ \frac{2\omega k}{(-\sigma)} - \frac{k^2}{1 - \mu^2} \right] A = \frac{2\mu}{\sigma} \frac{R^2}{\cos(k\lambda - \sigma t)} \left( \frac{d\omega}{dt} \right). \quad (12)$$

При равномерном вращении Земли, когда  $d\omega/dt = 0$ , уравнение (12) превращается в уравнение Лежандра, имеющее решение в виде линейной комбинации присоединенных функций Лежандра первого и второго рода:

$$A = C_1 P_{l+k}^k(\mu) + C_2 Q_{l+k}^k(\mu), \quad (13)$$

где  $l = 0, 1, 2, \dots$  — волновое число по широте. Поэтому решение неоднородного уравнения (12) естественно искать методом Эйлера вариации постоянных, считая  $C_1$  и  $C_2$  в (13) функциями  $\mu$ :

$$\begin{aligned} C_1'(\mu)P(\mu) + C_2'(\mu)Q(\mu) &= 0, \\ C_1'(\mu)P'(\mu) + C_2'(\mu)Q'(\mu) &= f(\mu, t). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь обозначено:  $P \equiv P_{l+k}^k$ ,  $Q \equiv Q_{l+k}^k$ ,

$$f(\mu, t) = \frac{2\mu}{\sigma(1 - \mu^2)} \frac{R^2}{\cos(k\lambda - \sigma t)} \left( \frac{d\omega}{dt} \right), \quad (15)$$

и штрих обозначает производную по  $\mu$ . Интегрируя систему (14), найдем

$$C_1 = - \int_0^\mu \frac{f(v, t)Q(v)dv}{PQ' - P'Q} + C_3, \quad (16)$$

$$C_2 = - \int_0^\mu \frac{f(\nu, t) P(\nu) d\nu}{Q'P - P'Q} + C_4. \quad (17)$$

Наконец, подставляя (16), (17) в (13), получим

$$A = C_3 P_{l+k}^k(\mu) + C_4 Q_{l+k}^k(\mu) + \int_0^\mu K(\mu, \nu) f(\nu, t) d\nu, \quad (18)$$

где

$$K(\mu, \nu) = \frac{P(\nu)Q(\mu) - P(\mu)Q(\nu)}{P(\nu)Q'(\nu) - P'(\nu)Q(\nu)} \quad (19)$$

— функция влияния неравномерного вращения Земли. Здесь

$$P(\nu)Q'(\nu) - P'(\nu)Q(\nu) = \frac{2^{2k}}{1-\nu^2} \left[ \frac{\Gamma[(l+1)/2+k]\Gamma[(l+2k)/2+1]}{\Gamma((l+1)/2)\Gamma(l/2+1)} \right] \quad (20)$$

и

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1} dt \quad (21)$$

— гамма-функция Эйлера. Найденная волна (11), (18), (19) является нестационарной баротропной сферической планетарной волной, амплитуда которой  $A$  зависит не только от широты  $\varphi$  (как в обычных планетарных волнах [2, 4]), но и от времени  $t$ , а также от изменений длительности суток, обусловленных неравномерным вращением Земли (третий член в правой части формулы (18)). Полученное решение может воспроизвести возникновение и рост планетарных волн до установившегося состояния, описываемого двумя первыми членами в правой части формулы (18). Однако конкретный вид решения будет зависеть от заданных начальных и граничных условий, а также от вида функции  $f(\mu, t)$ , которую нужно определить, используя астрономические наблюдения за изменениями длительности суток.

Согласно современным представлениям [9–12], изменения скорости вращения Земли с периодами от одного-двух дней до четырех месяцев вызываются атмосферными процессами. Поэтому метеорологические центры вычисляют аксиальную компоненту атмосферного углового момента  $\chi(t)$ , которая оказывается связанной с определяемой Международной службой вращения Земли продолжительностью суток  $m(t)$ :  $d\chi/dt = -dm/dt$ . Изученные в работах [9, 12] спектры функций  $S(\chi)$  и  $S(m)$  ведут себя, как  $\alpha^{-n}$ , где  $\alpha$  — частота. Спектральный индекс  $n$  изменяется в зависимости от сглаживания, оставаясь в среднем равным  $-2$ . Минимальные значения  $n$  для обоих спектров соответствуют хорошо известному в физике атмосферы закону Обухова  $n = -5/3$  [13].

Легко видеть, что совпадение поведения спектров в зависимости от частоты имеет место и для системы Земля–океан. Исключая из уравнения вихря (7)

с помощью (5) меридианальную скорость  $v$ , найдем уравнение для зональной скорости течений в океане:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial^2 u}{R \cos^2 \varphi \partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos \varphi u) \right] \right\} + \frac{2\omega}{R} \frac{\partial u}{\partial \lambda} = 2 \cos \varphi \left( \frac{d\omega}{dt} \right). \quad (22)$$

Его фурье-образ

$$\frac{\partial^2 S(i\alpha, \varphi, \lambda)}{R \cos^2 \varphi \partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial \cos \varphi S(i\alpha, \varphi, \lambda)}{\partial \varphi} \right] + \frac{2i}{\alpha R} \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \omega(t) u(\varphi, \lambda, t) \exp(-i\alpha t) dt = 2 \cos \varphi \Omega(i\alpha) \quad (23)$$

связывает спектр течений в океане

$$S(i\alpha, \varphi, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\varphi, \lambda, t) \exp(-i\alpha t) dt \quad (24)$$

со спектром скорости вращения Земли (или продолжительности суток)

$$\Omega(i\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega(t) \exp(-i\alpha t) dt. \quad (25)$$

Из (23) видно, что поведение частотных спектров течений в океане  $S$  и спектров скорости вращения Земли  $\Omega$  подобно. Таким образом, закон « $-5/3$ », типичный для поведения частотных спектров вращения Земли  $\Omega$ , должен быть справедливым и для спектров крупномасштабных океанских течений  $S$ . И действительно, в работе [14] найдено значение  $n = -5/3$  для спектров океанских течений с масштабами от 40 до 1000 км, измеренных в северной части Тихого океана. Закон  $n = -5/3$  подтвержден и в работе [15], где использованы измерения течений на океанской станции  $D$ . В книге [3] приведены и другие спектры крупномасштабных океанских течений, в которых индекс  $n$  достигает значений  $-3$ . Это согласуется с данными [9–12], где в спектрах скорости вращения Земли наблюдаются вариации значений спектрального индекса  $n$  от  $-5/3$  до  $-3$ .

Резюмируя основной результат, полученный в работе — доказательство связи процесса генерации планетарных волн и синоптической изменчивости океана с нерегулярным вращением Земли, — отметим последовательность событий в системе атмосфера–Земля–океан. Быстрая и легкая атмосфера, благодаря перемещению значительных масс воздуха на большие расстояния, создает неравномерности скорости вращения Земли. Затем возникающие инерционные силы [8] возбуждают крупномасштабные возмущения в океане, проявляющиеся в виде планетар-

ных волн, синоптической изменчивости и горизонтальной турбулентности. Таким образом, Земля как планета оказывается посредником в процессе передачи крупномасштабных возмущений от атмосферы к океану. Прямое же воздействие атмосферы на океан является менее эффективным, потому что оно передается только через поверхность океана, а временные и пространственные масштабы движений в океане и атмосфере (а также плотность воды и воздуха) различны.

#### Литература

1. Бреховских Л.М., Корт В.Г., Кошляков М.Н., Фомин Л.М. // Бюл. Комитета по делам изобретений и открытий СССР. 1978. № 207.
2. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Л., 1987.
3. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность. Л., 1981.
4. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане. М., 1981. Т. 1, 2.
5. Ланно С.С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой. М., 1979.
6. Арсеньев С.А., Сутырин Г.Г., Фельзенбаум А.И. // ДАН. 1976. **231**, № 3. С. 567.
7. Арсеньев С.А., Сутырин Г.Г., Фельзенбаум А.И. // Промысловая океанология. 1976. Сер. 9. Вып. 11. С. 1.
8. Арсеньев С.А. // ДАН. 1995. **343**, № 2. С. 251.
9. Жаров В.Е. // Вестн. Моск. ун.-та. Физ. Астрон. 1996. № 6. С. 89 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 6. P. 72).
10. Пильник Г.П. // Астрон. журн. 1986. **63**, № 1. С. 184.
11. Eubanks T.M., Steppe J.A., Dickey J.O., Callahan P.S. // J. Geophys. Res. 1985. **90**, No. B7. P. 5385.
12. Hide R., Dickey J.O. // Science. 1991. **253**. P. 629.
13. Голицын Г.С. Введение в динамику планетных атмосфер. Л., 1973.
14. Wyrski K. // Deutsche Hydrograf. Zeitschr. 1967. **20**, No. 4. P. 176.
15. Webster F. // Deep-Sea Res. 1969. **16** (Suppl.). P. 357.

Поступила в редакцию  
20.10.97