

Генерация квазиинерционных внутренних волн при эволюции локальных возмущений океана

В рамках линейной модели длинных волн в двухслойном океане найдено аналитическое решение задачи об эволюции осесимметричного начального смещения скачка плотности. В процессе адаптации полей из зоны начального возмущения излучаются внутренние волны в форме затухающего со временем волнового пакета. Волны являются квазиинерционными, и их дисперсия обусловлена вращением Земли. Исследована трансформация волнового пакета со временем, а также зависимость его характеристик от ширины зоны начального возмущения и глубины залегания скачка плотности.

Введение

Исследование динамики локальных возмущений стратифицированного океана традиционно представляет значительный интерес для океанологии. Моделирование эволюционных процессов такого рода позволяет оценить эффективность генерации внутренних волн при локальных возмущениях гидрофизических полей, вклад в изменчивость океана различных бароклинных мод, описать особенности излучения внутренних волн из зон генерации и законы их пространственно-временного затухания. Локальные возмущения можно интерпретировать, в частности, как зоны турбулентного перемешивания, отклик океана на кратковременные атмосферные воздействия или сейсмические подвижки дна.

Наиболее разработаны линейные модели эволюции локальных возмущений океана, позволяющие находить точные интегральные решения задач и проводить их последующий анализ с использованием асимптотических или численных методов. Асимптотические законы затухания внутренних волн изучались для двухслойного и непрерывно стратифицированного океана [1 – 5]. Динамика излученных волн на основе численного анализа интегральных решений анализировалась в работах [4 – 7] и других для двухслойного и непрерывно стратифицированного океанов постоянной глубины.

Частотный спектр временной изменчивости гидрофизических полей весьма широк [8]. Значительный вклад в изменчивость океана вносят квазиинерционные колебания. В основном колебания полей в океане являются суперинерционными, хотя в отдельных случаях зарегистрированы колебания субинерционной частоты [9]. Представляет интерес анализ возможных механизмов генерации и свойств квазиинерционных колебаний океанических полей.

Ниже в рамках двухслойной модели океана рассматривается один из механизмов возникновения квазиинерционных колебаний полей. Причина генерации волн – начальное осесимметричное смещение скачка плотности. Анализ опирается на расчет интегральных решений линейной задачи. Основное внимание уделено изучению свойств пакетов квазиинерционных внутренних волн, излученных из зоны начального возмущения. Предшествующие исследования дополнены анализом дисперсии внутренних волн, обусловленной вращением Земли, и связи характеристик этих волн с параметрами начального возмущения океана и плотностной стратификации.

Математическая постановка задачи

Рассматривается двухслойный вращающийся океан постоянной глубины H . В начальный момент $t = 0$ задаются локальные смещения поверхности океана и границы раздела слоев (скачка плотности). В рамках линейной теории волн изучается эволюция этого возмущения при отсутствии начального поля скорости.

Динамика океана описывается системой восьми уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial x}, & \frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y}, \\ \frac{\partial w_1}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial z}, & \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} - f v_2 &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial x}, & \frac{\partial v_2}{\partial t} + f u_2 &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial y}, \\ \frac{\partial w_2}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial z}, & \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} + \frac{\partial w_2}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

с граничными

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} = w_1, \quad p_1 - \rho_1 g \zeta_1 = 0 \quad (z = 0), \quad (3)$$

$$w_1 = w_2, \quad p_2 - p_1 = (\rho_2 - \rho_1) g \zeta_2 \quad (z = -h_1), \quad (4)$$

$$w_2 = 0 \quad (z = -H) \quad (5)$$

и начальными условиями

$$u_j = v_j = w_j = 0, \quad \zeta_j = \zeta_j^0(x, y) \quad (t = 0). \quad (6)$$

Здесь x, y – горизонтальные координаты; z – вертикальная координата с точкой $z = 0$ на невозмущенной свободной поверхности океана; t – время; $u_j(x, y, z, t), v_j(x, y, z, t), w_j(x, y, z, t)$ – горизонтальные и вертикальная проекции скорости течения в слоях, причем нижний индекс $j = 1$ соответствует верхнему, а $j = 2$ – нижнему слою океана; $p_j(x, y, z, t)$ – динамические возмущения распределений гидростатического давления, описываемого выражениями

$$P_1 = -\rho_1 g z \quad (-h_1 < z < 0), \quad P_2 = \rho_1 g h_1 - \rho_2 g(z + h_1) \quad (-H < z < -h_1);$$

ρ_j, h_j – толщины и плотности слоев; $H = h_1 + h_2$; $\zeta_j(x, y, t)$ – смещения свободной поверхности ($j = 1$) и границы раздела слоев ($j = 2$) от горизон-

тальных положений; f – параметр Кориолиса; g – ускорение свободного падения.

Начально-краевая задача (1) – (6) описывает линейный процесс эволюции начальных возмущений свободной поверхности или скачка плотности в двухслойном океане. Модель позволяет рассмотреть распространение поверхностных и внутренних волн из области начального возмущения океана, описать формирование геострофического течения и генерацию сопутствующих этому процессу квазиинерционных колебаний полей. При постановке задачи (1) – (6) гидростатическое приближение не используется.

Интегральное решение задачи

Решение задачи может быть найдено с помощью интегральных преобразований. Применим к (1) – (5) преобразование Лапласа по времени (с учетом (6)) и двойное преобразование Фурье по горизонтальным координатам. Обозначим через $\bar{\psi}(m, n, z, t)$ преобразование Фурье функции $\psi(x, y, z, t)$, а через $\tilde{\psi}(m, n, z, \alpha)$ – преобразование Лапласа функции $\bar{\psi}(m, n, z, t)$, где α – параметр преобразования Лапласа; m, n – параметры преобразования Фурье. Из (1) – (5) вытекает краевая задача относительно преобразований Фурье – Лапласа динамического давления в слоях $\tilde{p}_j(m, n, z, \alpha)$:

$$\frac{d^2 \tilde{p}_1}{dz^2} - \Omega^2 \tilde{p}_1 = 0 \quad (-h_1 < z < 0), \quad \frac{d^2 \tilde{p}_2}{dz^2} - \Omega^2 \tilde{p}_2 = 0 \quad (-H < z < -h_1), \quad (7)$$

$$\frac{d \tilde{p}_1}{dz} + s \frac{\alpha^2}{g} \tilde{p}_1 = \alpha \rho_1 \bar{\zeta}_1^0(m, n) \quad (z = 0), \quad (8)$$

$$\frac{d \tilde{p}_1}{dz} = \frac{d \tilde{p}_2}{dz}, \quad \frac{d \tilde{p}_2}{dz} + \frac{\alpha^2}{g \varepsilon} (\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1) = \alpha \rho_2 \bar{\zeta}_2^0(m, n) \quad (z = -h_1), \quad (9)$$

$$\frac{d \tilde{p}_2}{dz} = 0 \quad (z = -H), \quad (10)$$

где в граничное условие (8) искусственно введен параметр s , принимающий значение $s = 1$ для океана со свободной поверхностью и значение $s = 0$ при использовании приближения твердой крышки, отфильтровывающего поверхностные волны;

$$\Omega^2 = \frac{r^2 \alpha^2}{f^2 + \alpha^2}, \quad \varepsilon = 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad \bar{\zeta}_{1,2}^0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \zeta_{1,2}^0(x, y) e^{-i(mx+ny)} dx dy.$$

Решения уравнений (7) с постоянными коэффициентами имеют вид

$$\tilde{p}_1 = A_1 \text{ch}(\Omega z) + B_1 \text{sh}(\Omega z), \quad (11)$$

$$\tilde{p}_2 = A_2 \text{ch}[\Omega(z + H)] + B_2 \text{sh}[\Omega(z + H)].$$

Из (10) следует, что $B_2 = 0$. Подстановка (11) в (8) и (9) приводит к линейной системе трех алгебраических уравнений относительно $A_{1,2}$ и B_1 :

$$\begin{aligned} s \alpha^2 A_1 + \Omega g B_1 &= s \alpha \rho_1 g \bar{\zeta}_1^0, \\ \text{sh}(\Omega h_1) A_1 - \text{ch}(\Omega h_1) B_1 + \text{sh}(\Omega h_2) A_2 &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

$$-\alpha^2 \operatorname{ch}(\Omega h_1) A_1 + \alpha^2 \operatorname{sh}(\Omega h_1) B_1 + [\alpha^2 \operatorname{ch}(\Omega h_2) + g \varepsilon \Omega \operatorname{sh}(\Omega h_2)] A_2 = \alpha g \varepsilon \rho_2 \bar{\zeta}_2^0.$$

Из (12) находятся $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$, а по ним – трансформанты распределений давления (11) и интегральные представления для смещений свободной поверхности и границы раздела слоев. Ограничимся анализом чисто бароклинной динамики океана в длинноволновом приближении.

Эволюция длинных внутренних волн

Рассмотрим упрощенное решение задачи, воспользовавшись приближениями твердой крышки и длинных волн. При использовании первого приближения необходимо в (12) положить $s = 0$. Решение системы (12) записывается в следующем виде:

$$A_1 = -\frac{\alpha \varepsilon g \rho_2 \operatorname{sh}(\Omega h_2)}{\Delta} \bar{\zeta}_2^0, \quad B_1 = 0, \quad A_2 = \frac{\alpha \varepsilon g \rho_2 \operatorname{sh}(\Omega h_1)}{\Delta} \bar{\zeta}_2^0, \quad (13)$$

$$\Delta = \alpha^2 \operatorname{sh}(\Omega H) + \varepsilon g \Omega \operatorname{sh}(\Omega h_1) \operatorname{sh}(\Omega h_2). \quad (14)$$

Для нахождения интегрального преобразования Фурье – Лапласа вертикальных смещений скачка плотности $\tilde{\zeta}_2$ воспользуемся динамическим условием на границе раздела слоев (второе условие в (4)), записанным в форме

$$\tilde{\zeta}_2 = \frac{1}{\varepsilon \rho_2 g} (\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1)|_{z=-h_1}. \quad (15)$$

Подстановки (13) в (11), а затем (11) в (15) приводят к выражению

$$\tilde{\zeta}_2 = \frac{\alpha \operatorname{sh}(\Omega H)}{\Delta} \bar{\zeta}_2^0. \quad (16)$$

Применение к (16) обратных интегральных преобразований дает следующую формулу для смещений скачка плотности:

$$\zeta_2 = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{\zeta}_2^0(m, n) K(r, t) e^{i(mx+ny)} dm dn, \quad (17)$$

где $r = \sqrt{m^2 + n^2}$,

$$K = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \frac{\alpha \operatorname{sh}(\Omega H)}{\Delta} e^{\alpha t} d\alpha \quad (\gamma > 0). \quad (18)$$

Предположим, что эволюционный процесс является длинноволновым и поэтому $\operatorname{sh}(\Omega H) \approx \Omega H$, $\operatorname{sh}(\Omega h_{1,2}) \approx \Omega h_{1,2}$. Интеграл (18) принимает вид

$$K = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \frac{\alpha^2 + f^2}{\alpha(\alpha^2 + \sigma^2)} e^{\alpha t} d\alpha \quad (\gamma > 0), \quad (19)$$

где $\sigma = \sqrt{f^2 + c_2^2 r^2}$ и $c_2 = \sqrt{\varepsilon g h_1 h_2 / H}$ – соответственно дисперсионная зависимость и скорость распространения длинных внутренних волн в двухслойном океане. Интеграл (19) вычисляется с помощью теоремы Коши о вычетах:

$$K = \frac{f^2}{\sigma^2} + \frac{c_2^2 r^2}{\sigma^2} \cos \sigma t. \quad (20)$$

Таким образом, процесс эволюции начального смещения границы раздела слоев описывается интегралом (17), в котором функция K задается выражением (20). В осесимметричном случае находим

$$\zeta_2 = \int_0^{\infty} r K(r, t) \bar{\zeta}_2^0(r) J_0(Rr) dr, \quad (21)$$

$$\bar{\zeta}_2^0 = \int_0^{\infty} R \bar{\zeta}_2^0(R) J_0(Rr) dR, \quad R = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Решение в форме (17), (20) можно записать в виде суммы двух полей:

$$\zeta_2 = \zeta_2^g(x, y) + \zeta_2^w(x, y, t), \quad (22)$$

$$\zeta_2^g = \frac{f^2}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{\zeta}_2^0(m, n)}{\sigma^2} e^{i(mx+ny)} dmdn, \quad (23)$$

$$\zeta_2^w = \frac{c_2^2}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{r^2 \bar{\zeta}_2^0(m, n)}{\sigma^2} \cos \sigma t e^{i(mx+ny)} dmdn. \quad (24)$$

Следовательно, при эволюции начального смещения границы раздела слоев генерируется стационарное геострофическое движение (23) и возникают вертикальные колебания скачка плотности (24) относительно этого движения. Асимптотическая оценка интеграла (24) при $t \rightarrow \infty$ в фиксированной точке (x, y) записывается в форме

$$\zeta_2^w = a(x, y) t^{-2} [\cos(ft) + \varphi], \quad (25)$$

где $\varphi \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Согласно оценке (25), при больших временах колебания скачка плотности относительно геострофического движения ζ_2^g являются суперинерционными и затухают со временем по степенному закону t^{-2} [1, 4, 6, 7].

Следует отметить, что решение в длинноволновом приближении, полученное с использованием замены $\text{sh} \varphi \approx \varphi$, и приближение твердой крышки исключают из рассмотрения как поверхностные гравитационные, так и субинерционные гироскопические волны, которые могут существовать в обоих слоях двухслойного вращающегося океана [10]. В случае возмущений изолированного вихря, отделенного от окружающей его неподвижной жидкости фронтальным разделом, радиальные колебания вихря являются точно инерционными, что установлено теоретически [11, 12] и подтверждено лабораторными экспериментами [13]. В отличие от фронтальных вихрей поперечные колебания океанических фронтов по результатам математического моделирования всегда являются суперинерционными [14].

Численные оценки

Анализ колебаний границы раздела слоев проводился численно для двух типов начальных смещений скачка плотности:

$$\zeta_2^0 = a_0 e^{-\mu R^2}, \quad \mu = \frac{\ln 10}{W^2}, \quad (26)$$

$$\zeta_2^0 = a_0 \left(1 - \frac{R^2}{W^2} \right) E(W - R), \quad (27)$$

где a_0 – максимальное по модулю начальное смещение скачка плотности; W – радиус области возмущений; $E(z)$ – функция Хевисайда. Преобразования Фурье распределений (26), (27) записываются соответственно в виде

$$\bar{\zeta}_2^0 = \frac{a_0}{2\mu} \exp\left(-\frac{r^2}{4\mu}\right), \quad \bar{\zeta}_2^0 = \frac{2a_0 J_2(Wr)}{r^2},$$

где $J_2(z)$ – функция Бесселя первого рода.

В качестве основных параметров модели были приняты следующие: $\rho_1 = 1025 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $\rho_2 = 1026 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $a_0 = 10 \text{ м}$, $W = 7,5 \cdot 10^4 \text{ м}$, $f = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $H = 4000 \text{ м}$, $h_1 = 500 \text{ м}$. Они соответствуют возмущениям основного океанического пикноклина. Относительный перепад плотности между слоями $\varepsilon = 9,75 \cdot 10^{-4}$, а максимальная скорость распространения длинных внутренних волн $c_2 = 2,04 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. В силу линейности задачи смещения скачка плотности ζ_2 прямо пропорциональны a_0 .

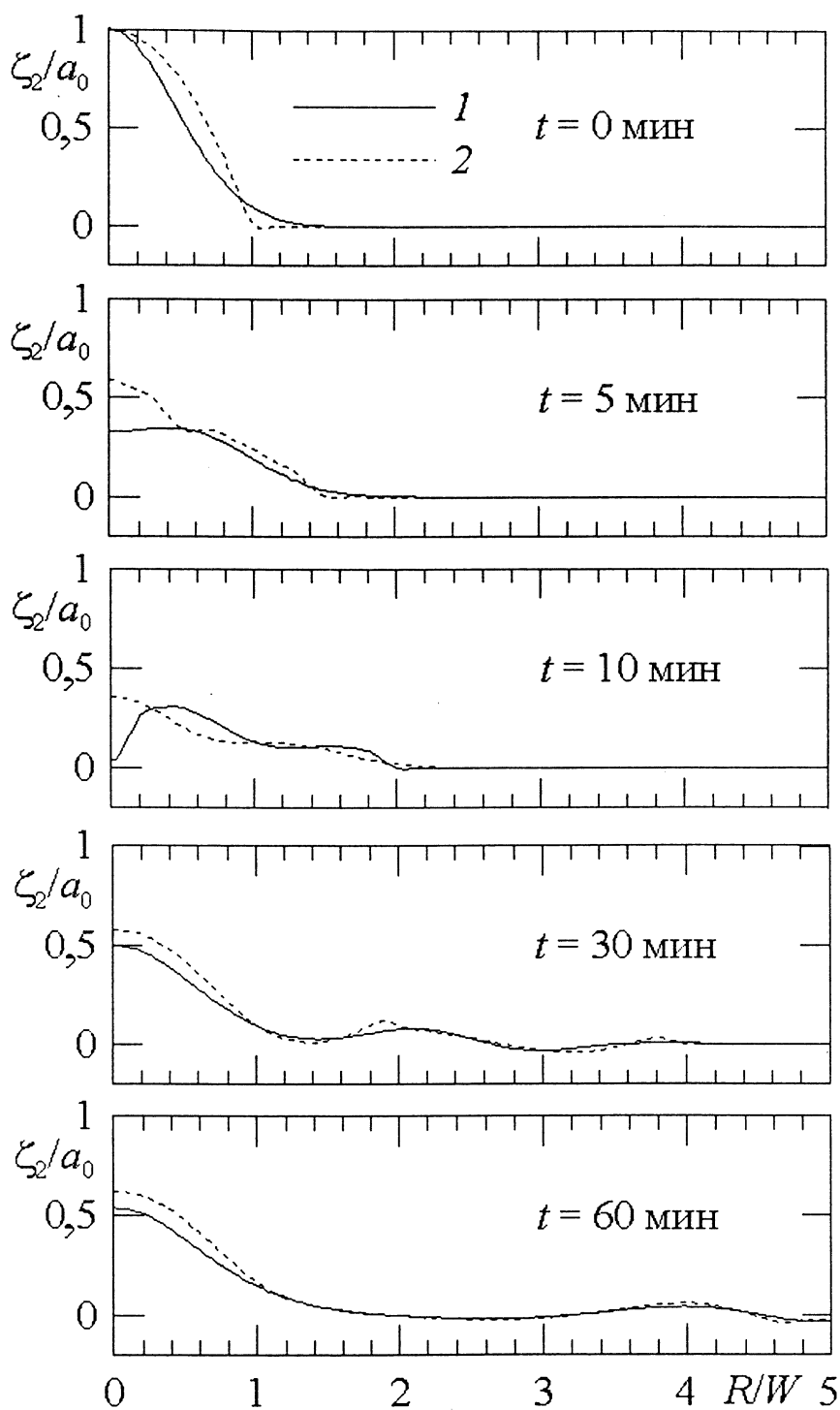
Процесс образования цилиндрической внутренней волны при эволюции начального смещения скачка плотности показан на рис. 1. На начальной стадии движения происходит опускание вершины начального смещения, а затем образование кольцевой волны, распространяющейся из зоны генерации со скоростью c_2 . В области начального возмущения формируется стационарное поднятие границы раздела слоев, соответствующее образуемому геострофическому вихрю [4, 6, 7, 15]. В работе [6] показано, что скорость геострофического течения в верхнем и нижнем слоях имеет противоположное направление.

Дисперсионная зависимость для длинных внутренних волн в двухслойном океане имеет вид $\sigma = \sqrt{f^2 + c_2^2 r^2}$, а поэтому частотная дисперсия волн целиком обусловлена вращением Земли. Рис. 2 показывает, что внутренние волны, распространяющиеся из зоны начального смещения скачка плотности, представляют собой волновой пакет. Благодаря дисперсии внутренних волн он расширяется со временем по мере удаления от зоны генерации.

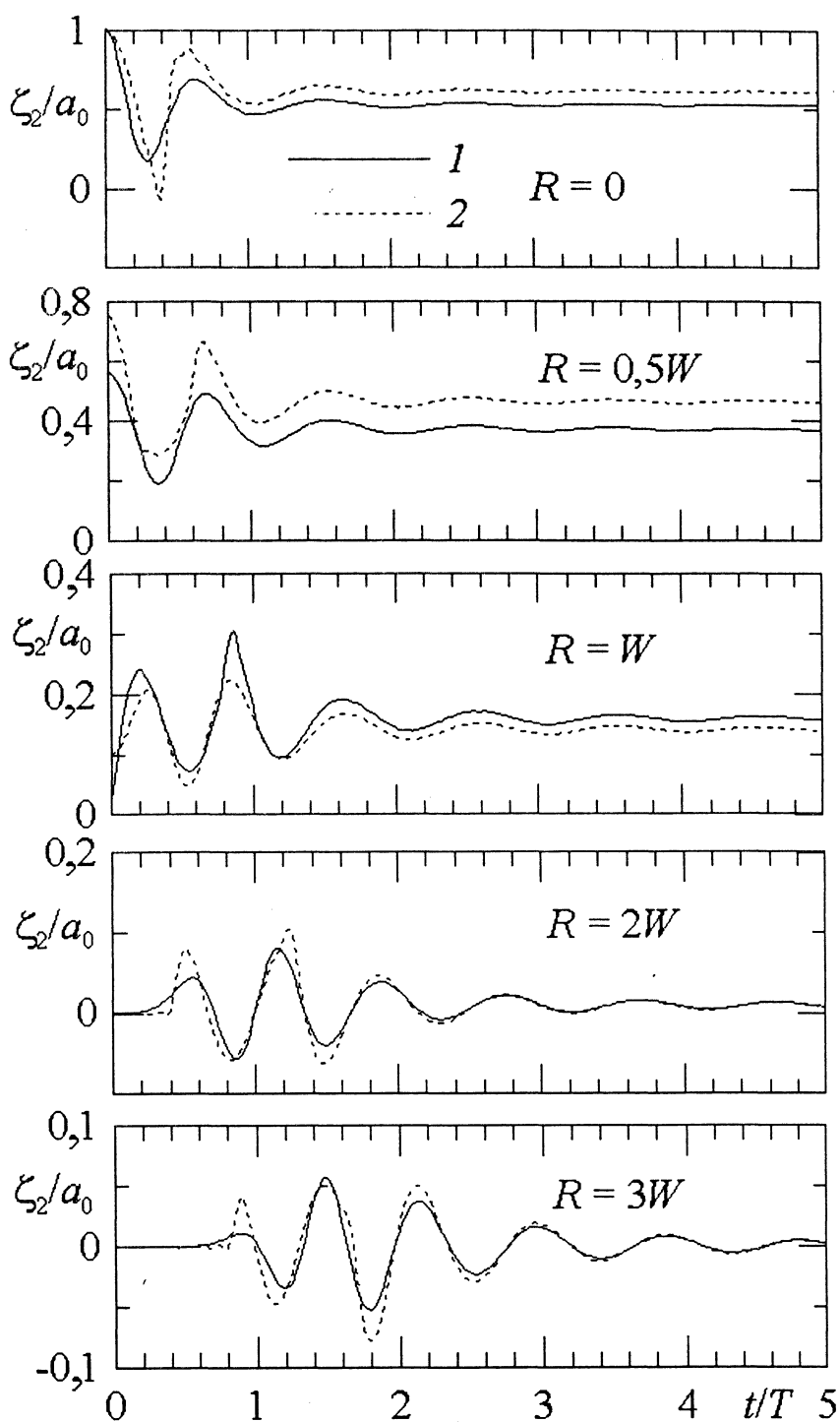
При больших временах пакет внутренних волн характеризуется четко выраженной головной частью и последующей системой квазиинерционных колебаний границы раздела слоев (рис. 3). Сопоставление кривых рис. 3 показывает, что ослабление дисперсии (уменьшение параметра Кориолиса) вызывает сжатие волнового пакета и увеличение амплитуд волн в его головной части. Форма начального смещения скачка плотности существенно влияет на волны в головной части пакета, хотя колебания в «хвостовой» части для начальных смещений (26) и (27) близки по своим характеристикам (см. также рис. 2).

Для оценки максимальной амплитуды внутренних волн введем величину

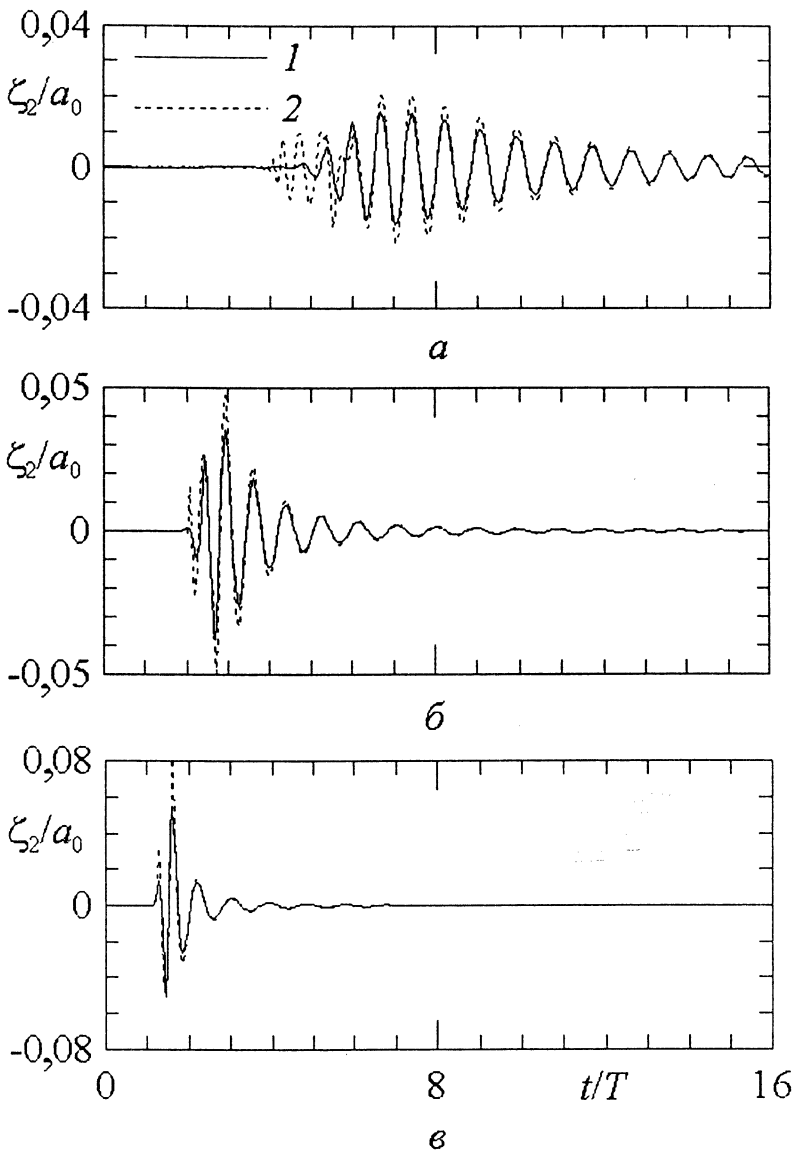
$$\zeta^+(R) = \frac{1}{2} \left[\max_t \zeta_2(R, t) - \min_t \zeta_2(R, t) \right]. \quad (28)$$



Р и с. 1. Эволюция осесимметричных возмущений границы раздела слоев: 1 – начальное смещение (26); 2 – начальное смещение (27)

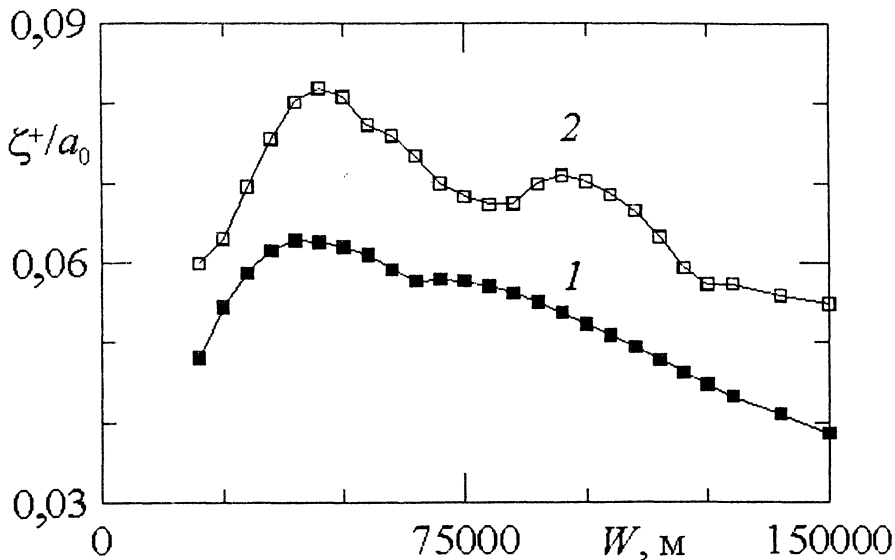


Р и с. 2. Колебания скачка плотности на различных расстояниях от оси симметрии: 1 – (26); 2 – (27); T – инерционный период

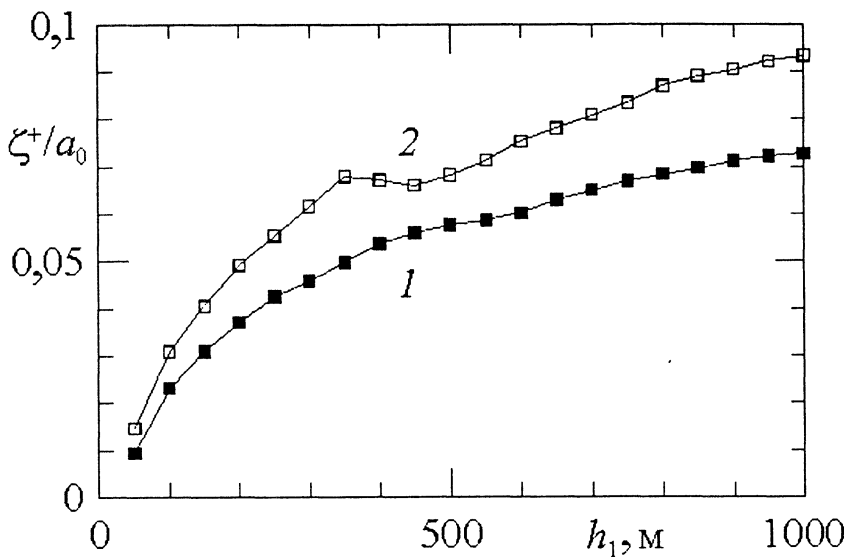


Р и с. 3. Структура пакетов квазиинерционных внутренних волн в точке $R = 8W$ для различных значений параметра Кориолиса: $a - f = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $б - f = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $в - f = 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Кривые 1 соответствуют возмущению (26), кривые 2 – (27)

Рассчитанные по формуле (28) зависимости амплитуд волн от радиуса области начального возмущения и глубины залегания скачка плотности представлены на рис. 4 и 5. Излучение внутренних волн является относительно слабым при малых и больших значениях радиуса зоны начальных смещений границы раздела слоев. Волновые пакеты наиболее интенсивны для смещений скачка плотности (27) и при радиусах зон генерации $W \approx 40 - 45 \text{ км}$. Что касается зависимости максимальных амплитуд внутренних волн от положения скачка плотности, то увеличение толщины верхнего слоя приводит к интенсификации излученных внутренних волн.



Р и с. 4. Зависимость максимальной амплитуды квазиинерционных внутренних волн в волновом пакете от радиуса W области начального возмущения океана в точке $R = 2 \cdot 10^5$ м: 1 – (26); 2 – (27)



Р и с. 5. Зависимость максимальной амплитуды квазиинерционных внутренних волн в волновом пакете от глубины залегания h_1 скачка плотности в точке $R = 2 \cdot 10^5$ м: 1 – (26); 2 – (27). Радиус зоны возмущений $W = 7,5 \cdot 10^4$ м

Заключение

В рамках двухслойной модели океана найдено аналитическое решение задачи о длинноволновой эволюции осесимметричного начального смещения границы раздела слоев. Выполнен его численный анализ с целью изучения динамики излученных внутренних волн.

Показано, что в процессе адаптации полей из зоны начального возмущения излучаются внутренние волны в форме затухающего со временем волнового пакета. Волны являются квазиинерционными (суперинерционными), и их дисперсия обусловлена вращением Земли. При больших временах вертикальные колебания скачка плотности затухают со временем по закону t^{-2} .

Исследована трансформация волнового пакета со временем, а также зависимость его характеристик от ширины зоны начального возмущения и глубины залегания скачка плотности. Форма начального смещения скачка плотности существенно влияет на внутренние волны в головной части пакета, где они наиболее интенсивны, хотя это влияние на колебания в его «хвостовой» части является слабым. Зависимость амплитуд внутренних волн от радиуса зоны начального смещения границы раздела слоев немонотонна. В то же время увеличение глубины залегания скачка плотности приводит к росту амплитуды излученных внутренних волн. В целом локальные возмущения пикноклина можно рассматривать в качестве одного из потенциальных источников генерации квазиинерционных внутренних волн в океане.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Секерж-Зенькович Т.Я.* О распространении начальных возмущений по свободной поверхности и по поверхности раздела жидкости, состоящей из двух слоев различной плотности // *Тр. МГИ АН СССР*. – М.: АН СССР, 1959. – 17. – С. 48–58.
2. *Федосенко В. С., Черкесов Л.В.* О внутренних волнах от подводных землетрясений // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. – 1968. – 4, № 11. – С. 1197–1203.
3. *Миропольский Ю. З.* Динамика внутренних гравитационных волн в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1981. – 302 с.
4. *Доценко С. Ф.* Эволюция начальных возмущений непрерывно стратифицированной жидкости // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. – 1984. – 20, № 3. – С. 285–294.
5. *Мадерич В. С., Никишов В. И., Стеценко А. Г.* Динамика внутреннего перемешивания в стратифицированной среде. – Киев: Наук. думка, 1988. – 240 с.
6. *Доценко С. Ф., Сергеевский Б. Ю., Черкесов Л. В.* Эволюция осесимметричных волн в стратифицированном океане // *Эволюция цунами от очага до выхода на берег*. – М.: Радио и связь, 1982. – С. 46–53.
7. *Доценко С. Ф.* Волны цунами в непрерывно стратифицированном океане для средних гидрологических условий Курило–Камчатского региона // *Исследования цунами*. – 1986. – № 1. – С. 63–72.
8. *Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г.* Изменчивость Мирового океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1974. – 261 с.
9. *Kundu P. K.* An analysis of inertial oscillations observed near Oregon coast // *J. Phys. Oceanogr.* – 1976. – 6, № 6. – P. 879 – 893.
10. *Доценко С. Ф.* Гироскопические волны в непрерывно стратифицированном океане // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. – 1993. – 29, № 2. – С. 229–236.
11. *Cushman-Roisin B., Heil W. H., Nof D.* Oscillations and rotations of elliptical warm-core rings // *J. Geophys. Res.* – 1985. – 90, № C6. – P. 11756–11764.
12. *Rubino A., Hessner K., Brandt P.* The decay of stable frontal warm-core eddies in a layered frontal model // *J. Phys. Oceanogr.* – 2002. – 32, № 1. – P. 188–201.

13. *Rubino A., Brandt P.* Warm-core eddies studied by laboratory experiments and numerical modeling // *Ibid.*– 2002.– 32, № 2. – P. 431–435.
14. *Rubino A., Dotsenko S., Brandt P.* Near-inertial oscillations of geophysical surface frontal currents // *Ibid.*– 2003.– 33, № 9. – P. 1990–1999.
15. *Доценко С. Ф., Шокин Ю. И.* Условия генерации вихревого поля в очагах цунами // *Вычислительные технологии.* – 1997. – 2, № 2. – С. 48–54.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 01.02.05

ABSTRACT Analytical solution of the evolutionary problem on axisymmetric initial elevation of the density drop in a two-layer ocean is found in the framework of the long-wave model. The initial waves are radiated from the zone of initial disturbance in the process of adaptation of the fields. They form a wave packet attenuating in time. The waves are near-inertial and their dispersion is conditioned by the Earth's rotation. The temporal transformation of the wave packet as well as the dependence of its characteristics on the initial disturbance width and the density drop depth is studied.