

ГЕНЕРАЦИЯ ВИХРЕЙ В НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПРИ СМЕЩЕНИЯХ УЧАСТКА ДНА БАССЕЙНА

С. Ф. Доценко

Морской гидрофизический институт НАН Украины, Севастополь
e-mail: ocean@alpha.mhi.iuf.net

Ю. И. Шокин

Институт вычислительных технологий СО РАН
Новосибирск, Россия
e-mail: shokin@ict.nsc.ru

A linear problem on the generation of a geostrophic flow is considered in the continuously stratified rotating fluid of constant depth under finite-time movements of the basin bottom. The analysis is based on the integral solution of the problem for the case of exponential density stratification. The study is important for the investigation in the effects that accompany seismic tsunami generation in the ocean.

Введение

Более 90 % всех исторических цунами в Мировом океане было вызвано подводными землетрясениями [1]. Сейсмическая генерация и последующее распространение цунами сопровождаются разнообразными динамическими процессами в океане и атмосфере. Изучение таких процессов на междисциплинарном уровне необходимо для понимания фундаментальных закономерностей этого опасного природного явления в системе земная кора — океан — атмосфера. Результаты в этой области могут быть использованы для получения дополнительной информации о характеристиках цунами и вызвавших их энергетических источниках, создания нетрадиционных методов мониторинга геодинамических процессов и вызванных ими движений океана по сопутствующим явлениям в океане и атмосфере.

Среди гидрофизических процессов, сопровождающих сейсмическую генерацию и распространение цунами, можно отметить излучение акустических волн [2], развитие придонных плотностных течений [3], возмущения электромагнитного поля при прохождении волн цунами [4], образование внутренних волн [5] и долгоживущих вихревых течений в океане над зонами деформаций дна бассейна [5, 6].

Ниже в рамках поршневой модели генерации цунами анализируются структура и интенсивность вихревых образований, возникающих в непрерывно стратифицированном вра-

щающемся океане при подводных землетрясениях. Общие условия образования вихревого поля в бароклинном океане для различных механизмов возбуждения цунами получены в работе [7].

1. Постановка задачи

Рассматривается безграничный в горизонтальных направлениях слой ($-\infty < x, y < +\infty$, $-H < z < 0$) идеальной несжимаемой тяжелой жидкости, вращающийся с угловой скоростью $l/2$ относительно направленной вертикально вверх оси z ; величины $H, l = \text{const} > 0$. В невозмущенном состоянии плотность жидкости изменяется непрерывно по закону $\rho_0 = \rho_0(z)$, причем $\rho'_0 < 0$ при всех значениях $z \in [-H, 0]$.

В течение конечного временного интервала $[0, T]$ дно бассейна деформируется по закону $z = -H + h(x, y, t)$. Возмущения h глубины бассейна удовлетворяют условиям $h = 0$ при $t \leq 0$ и $h \equiv h_0(x, y)$ при $t \geq T$; $\max |h| \ll H$; $h \rightarrow 0$ при $R = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$. Это означает малость возмущений глубины бассейна, фактическую локализованность деформаций дна в пространстве и существование при $t \geq T$ стационарной формы донной поверхности.

В общей линейной постановке выполним анализ стационарного геострофического движения жидкости, которое, как показано в работах [5, 7], возникает при $t \rightarrow \infty$ после затухания волновых движений жидкости над зоной деформаций дна бассейна.

Неустановившееся движение жидкости при $t > 0$ описывается системой уравнений [8]

$$\frac{\partial u}{\partial t} - lv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + lu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\rho_0 N^2}{g} w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

с граничными и начальными условиями

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w, \quad p - \rho_1 g \zeta = 0 \quad (z = 0), \quad w = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (z = -H), \quad (3)$$

$$u = v = w = \rho = \zeta = 0 \quad (t = 0). \quad (4)$$

Здесь $u, v, w(x, y, z, t)$ — горизонтальные и вертикальная проекции вектора скорости; $p, \rho(x, y, z, t)$ — динамические возмущения гидростатических распределений давления и плотности жидкости; $z = \zeta(x, y, t)$ — отклонения свободной поверхности жидкости от горизонтального положения $z = 0$; $N(z) = \sqrt{-g\rho'_0/\rho_0} > 0$ — частота Брента — Вайсяля; $\rho_1 = \rho_0(0)$; g — ускорение свободного падения.

2. Предельное стационарное движение жидкости при $t \rightarrow \infty$

Обозначим через $\Phi^+(x, y, z, \alpha)$ преобразование Лапласа функции $\Phi(x, y, z, t)$ по времени t , где α — параметр преобразования. Пусть $P(x, y, z) = p(x, y, z, \infty)$ — распределение давления при стационарном движении жидкости, формирующемся при $t \rightarrow \infty$ в результате деформаций дна бассейна.

Следуя работе [7], применим к уравнениям и граничным условиям (1)–(3) преобразование Лапласа по времени t с учетом начальных условий (4). Для нахождения функции $p^+(x, y, z, \alpha)$ получим краевую задачу

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p^+}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p^+}{\partial y^2} \right) + (\alpha^2 + l^2) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\rho_0(\alpha^2 + N^2)} \frac{\partial p^+}{\partial z} \right] = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p^+}{\partial z} + \frac{\alpha^2 + N_1^2}{g} p^+ = 0 \quad (z = 0), \quad \frac{\partial p^+}{\partial z} = -\rho_2(\alpha^2 + N_2^2)h^+ \quad (z = -H), \quad (6)$$

где $N_1 = N(0)$; $\rho_2 = \rho_0(-H)$; $N_2 = N(-H)$.

Из (5), (6) можно вывести задачу для нахождения распределения давления $P(x, y, z)$ в стационарном образовании, возникающем при $t \rightarrow \infty$ в результате деформаций донной поверхности. С этой целью умножим формулы (5), (6) на параметр α и выполним в них асимптотический переход при $\alpha \rightarrow 0$ с учетом предельного соотношения $\lim_{\alpha \rightarrow 0} [\alpha \Phi^+(x, y, z, \alpha)] = \Phi(x, y, z)$ [9]. В результате этой операции для нахождения P получим задачу

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) + l^2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\rho_0 N^2} \frac{\partial P}{\partial z} \right] = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{N_1^2}{g} P = 0 \quad (z = 0), \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho_2 N_2^2 h_0(x, y) \quad (z = -H), \quad (8)$$

которая является частным случаем краевой задачи, описанной в работе [7].

По известному распределению давления P находятся стационарное поле скорости течения $(U, V, W)(x, y, z)$, распределение возмущений средней плотности жидкости $D(x, y, z)$ и смещение свободной поверхности жидкости $Z(x, y)$:

$$U = -\frac{1}{\rho_0 l} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad V = \frac{1}{\rho_0 l} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad W = 0, \quad D = -\frac{1}{g} \frac{\partial P}{\partial z}, \quad (9)$$

$$Z = \frac{P}{\rho_1 g} \quad (z = 0). \quad (10)$$

Соотношения (9), (10) можно получить формально из уравнений и граничных условий (1)–(3), если считать движение жидкости стационарным. Однако (9) и (10) не образуют замкнутую систему уравнений. Более того, предельное распределение деформаций дна бассейна $h_0(x, y)$ в эти уравнения вообще не входит. Поэтому формальный переход в задаче (1)–(3) при $t \rightarrow \infty$ не позволяет однозначно определить гидродинамические поля в возникшем динамическом образовании. Это можно сделать, используя задачу (7), (8).

Формулы (7)–(10) получены в рамках общей линейной постановки. Это означает отказ при их выводе от использования традиционного для задач геофизической гидродинамики, включая проблему цунами, предположения о малости отношения вертикального масштаба движения жидкости к горизонтальному. Тем не менее при использовании приближения гидростатики, когда $\partial w / \partial t \equiv 0$ в последнем из уравнений (1), вид соотношений (7)–(10) сохраняется.

3. Общие свойства геострофического течения, вызванного деформациями дна бассейна

В соответствии с формулами (9) стационарное течение жидкости, возникшее в результате деформаций дна, является геострофическим и, как следствие, вихревым, бездивергентным и горизонтальным. Давление в среде распределено по гидростатическому закону, учитывающему стационарные возмущения плотности D . Скорость такого течения $(U, V, 0)$ перпендикулярна градиенту давления P , а поэтому линии тока в любой горизонтальной плоскости $z = z_0$, $z_0 \in (-H, 0)$, совпадают с изобарами. Перечисленные свойства присущи геострофическим течениям идеальной жидкости [10].

Эллиптичность уравнения (7) позволяет применить к нему после умножения на P первую формулу Грина, приняв в качестве области интегрирования весь слой жидкости. С учетом граничных условий (8), уравнений (9), (10) и затухания полей на бесконечности окончательно получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-H}^0 \rho_0 \left(U^2 + V^2 + \frac{g^2 D^2}{\rho_0^2 N^2} \right) dz + \rho_1 g Z^2 - h_0 P(x, y, -H) \right] dx dy = 0. \quad (11)$$

Из интегрального равенства (11) следует, что движения дна конечной продолжительности не приводят к генерации стационарного геострофического течения, если остаточные изменения формы дна $h_0(x, y) \equiv 0$, хотя, возможно, $h(x, y, t) \neq 0$ в промежуточные моменты времени $t \in (0, T)$. С другой стороны, если $h_0(x, y) \neq 0$ на некотором участке дна, то с учетом второго граничного условия (8), равенств (9), (11), затухания давления P на бесконечности и гладкости P поля U, V и D обязаны быть отличными от нуля в некотором объеме жидкости.

Таким образом, для образования при $t \rightarrow \infty$ стационарного геострофического течения в слое неоднородной жидкости в результате движений дна конечной продолжительности T необходимо и достаточно существование остаточных деформаций дна бассейна при $t > T$. Параметры вихревого течения не зависят от временного закона смещений дна и однозначно определяются распределением остаточных смещений дна бассейна $h_0(x, y)$. Генерируемое геострофическое течение, существующее только при $h_0(x, y) \neq 0$, можно отнести к классу топографических вихревых течений [11]. В случае однородной жидкости $D \equiv 0$ и $\partial P / \partial z \equiv 0$, а поэтому скорость геострофического течения не зависит от вертикальной координаты.

Для других генераторов поверхностных волн, например, подводных источников, моделирующих извержения подводных вулканов [12], или массовых сил, имитирующих передачу океанской среде горизонтального импульса в эпицентральной зоне подводного землетрясения [13], важен закон изменения во времени интенсивности генератора цунами [7].

4. Экспоненциально стратифицированная жидкость

Рассмотрим осесимметричное распределение остаточных деформаций дна $h_0 = h_0(R)$. В этом случае все гидродинамические поля обладают осевой симметрией, а скорость геострофического течения имеет на всех горизонтах только азимутальную проекцию $V(R, z)$.

Зададим распределение средней плотности жидкости по экспоненциальному закону

$$\rho_0 = \rho_1 e^{-kz}, \quad k = \frac{N^2}{g}, \quad N = \text{const.} \quad (12)$$

Введем безразмерные переменные и параметры с помощью формул

$$\begin{aligned} r &= R/L, \quad \eta = z/H, \\ q &= \frac{1}{\rho_1 g a} P, \quad c = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{H}{g}} V, \quad \{d_0; d\} = \frac{1}{\rho_1} \left\{ \rho_0; \frac{H}{a} D \right\}, \quad \{Z_1; h_1\} = \frac{1}{a} \{Z; h_0\}, \\ \delta &= N \sqrt{H/g}, \quad \gamma = Ll / \sqrt{gH}, \end{aligned} \quad (13)$$

где a — амплитуда вертикальных смещений дна бассейна.

В безразмерных переменных распределение плотности (12) принимает вид $d_0 = \exp(-\beta\eta)$, а задача (7), (8) в цилиндрических координатах (r, η) записывается следующим образом:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2} + \beta \frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{\mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial q}{\partial r} \right) = 0 \quad (r \geq 0, \quad -1 < \eta < 0), \quad (14)$$

$$\frac{\partial q}{\partial \eta} + \beta q = 0 \quad (\eta = 0), \quad \frac{\partial q}{\partial \eta} = -\beta e^{\beta} h_1(r) \quad (\eta = -1), \quad (15)$$

где $\beta = \delta^2$, $\mu = \delta\gamma^{-1}$.

Величины (13) — основные безразмерные параметры задачи (14), (15). Первый из них связан с плотностной стратификацией жидкости, второй — с вращением среды. При слабой стратификации $\delta^2 \approx kH$, где kH — относительный перепад средней плотности жидкости поперек слоя.

Применим к задаче (14), (15) интегральное преобразование Фурье — Бесселя по радиальной координате $r \geq 0$. Решение получаемой этим способом краевой задачи по вертикальной координате $\eta \in [-1, 0]$ находится аналитически через трансцендентные функции. После применения к нему обратного интегрального преобразования получаем выражение для поля возмущений давления в жидкости:

$$q = \beta e^{\frac{1}{2}\beta(1-\eta)} \int_0^{\infty} \frac{\xi \Delta_1(\xi, \eta)}{\text{ch} b \Delta_0(\xi)} \varphi_0(\xi) J_0(r\xi) d\xi, \quad (16)$$

$$\Delta_0 = \left(b^2 + \frac{1}{4}\beta^2 \right) \text{th} b + \beta b, \quad b = \sqrt{\mu^2 \xi^2 + \frac{1}{4}\beta^2},$$

$$\Delta_1 = b \text{ch} b \eta - \frac{1}{2} \beta \text{sh} b \eta, \quad \varphi_0 = \int_0^{\infty} r h_1(r) J_0(\xi r) dr,$$

где $J_m(z)$ — функция Бесселя.

Использование решения (16) и уравнений (9), (10) позволяет найти следующие интегральные выражения для остальных гидродинамических полей:

$$c(r, \eta) = \frac{1}{\gamma d_0(\eta)} \frac{\partial q(r, \eta)}{\partial r} = -\frac{\beta}{\gamma} e^{\frac{1}{2}\beta(1+\eta)} \int_0^{\infty} \frac{\xi^2 \Delta_1(\xi, \eta)}{\text{ch} b \Delta_0(\xi)} \varphi_0(\xi) J_1(r\xi) d\xi, \quad (17)$$

$$d(r, \eta) = -\frac{\partial q(r, \eta)}{\partial \eta} = -\beta e^{\frac{1}{2}\beta(1-\eta)} \int_0^{\infty} \frac{\xi \Delta_2(\xi, \eta)}{\operatorname{ch} b \Delta_0(\xi)} \varphi_0(\xi) J_0(r\xi) d\xi, \quad (18)$$

$$Z_1(r) = q(r, 0) = \beta e^{\frac{1}{2}\beta} \int_0^{\infty} \frac{\xi b}{\operatorname{ch} b \Delta_0(\xi)} \varphi_0(\xi) J_0(r\xi) d\xi, \quad (19)$$

$$\Delta_2 = \left(b^2 + \frac{1}{4} \beta^2 \right) \operatorname{sh} b \eta - \beta \operatorname{ch} b \eta.$$

Гидродинамические поля в случае однородной жидкости находятся из (17), (19) посредством предельного перехода при $\delta \rightarrow 0$, $\gamma = \operatorname{const}$ и имеют вид [6]

$$\tilde{c}(r) = \lim_{\delta \rightarrow 0} c = -\gamma \int_0^{\infty} \frac{\xi^2}{\xi^2 + \gamma^2} \varphi_0(\xi) J_1(r\xi) d\xi,$$

$$\tilde{Z}_1(r) = \lim_{\delta \rightarrow 0} Z_1 = \gamma^2 \int_0^{\infty} \frac{\xi}{\xi^2 + \gamma^2} \varphi_0(\xi) J_0(r\xi) d\xi.$$

Скорость геострофического течения в однородной жидкости постоянна по глубине, как уже отмечалось выше, и связана со смещениями свободной поверхности геострофическим соотношением $\tilde{c} = \gamma^{-1} d\tilde{Z}_1/dr$.

5. Зависимость интенсивности геострофических полей от параметров задачи

Для анализа пространственной структуры и оценки интенсивности геострофического течения зададим распределение остаточных смещений дна: $h_1 = e^{-pr^2}$ ($p = \ln 10$). Характерный радиус зоны деформаций дна $r = 1$. Интегралы (17)–(19) находились численно для диапазонов изменения параметров модели $0 \leq \delta \leq 1.2$, $0 < \gamma \leq 6$.

Рассмотрим основные свойства геострофического вихря, возникающего в неоднородной жидкости над зоной осесимметричных деформаций дна бассейна.

Вращение жидкости обуславливает образование геострофического течения над зоной остаточных деформаций дна как в однородной, так и неоднородной жидкостях. По этой причине зависимость характеристик вихревого поля от параметра γ является наиболее существенной.

На рис. 1 представлены радиальные сечения свободной поверхности жидкости для различных значений параметров (13). Сравнение профилей 1 и 2, 3 и 4 показывает, что увеличение γ приводит к усилению геострофических смещений поверхности жидкости. С другой стороны, сопоставление кривых 1 и 3, 2 и 4 позволяет говорить об уменьшении смещений поверхности жидкости над зоной деформаций дна при усилении плотностной стратификации среды. Знаки смещений свободной поверхности жидкости и дна бассейна совпадают.

Введем величину $Z^+ = |Z_1(0)|$ (см. формулу (19)) — максимальное по модулю смещение поверхности жидкости в зоне геострофического вихря. Как следует из рис. 2, значения

$Z^+ < 1$ при любых $\gamma > 0$, $\delta \geq 0$ и поэтому Z^+ не могут превышать максимальные смещения дна бассейна. При росте параметра γ и уменьшении параметра δ геострофические возмущения поверхности жидкости усиливаются, причем влияние вращения среды на величину Z^+ доминирует.

Представленные на рис. 3 радиальные распределения азимутальных скоростей на различных горизонтах позволяют описать пространственную структуру геострофического течения, генерируемого при смещениях участка дна бассейна. На всех горизонтах скорость течения имеет одинаковое направление. Подъем участка дна приводит к генерации антициклонического вихря (скорость кругового течения направлена по часовой стрелке), опускание сопровождается образованием циклонического вихря. В целом структура течения типична для изолированных баротропных вихрей открытого океана [14].

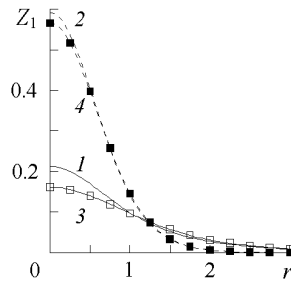


Рис. 1. Радиальное сечение свободной поверхности жидкости в зоне вихревого образования при $\delta = 0$, $\gamma = 1$ и $\gamma = 3$ (кривые 1, 2 соответственно); при $\delta = 1$, $\gamma = 1$ и $\gamma = 3$ (кривые 3, 4).

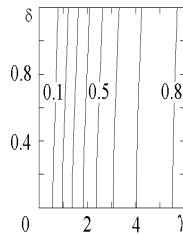


Рис. 2. Зависимость максимального смещения свободной поверхности жидкости в зоне деформаций дна от определяющих параметров модели γ и δ .

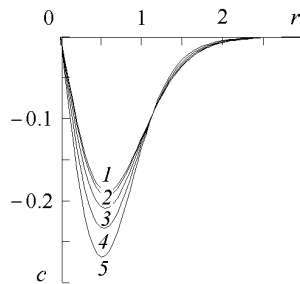


Рис. 3. Радиальные распределения азимутальных скоростей геострофического течения в вихре при $\delta = 1$, $\gamma = 3$ на горизонтах $\eta = 0, -0.25, -0.5, -0.75, -1.0$ (кривые 1–5 соответственно).

Влияние плотностной стратификации на течение проявляется в увеличении максимальной на горизонте η скорости потока $c^+(\eta) = \max_r |c(r, \eta)|$ по мере удаления от свободной

поверхности. Тем самым течение, возникающее в результате деформаций дна бассейна, имеет форму прямого конуса с направленной вверх вершиной. Топографические вихри такого рода известны как конические вихри Тейлора—Хогга [11]. Сравнение кривых 1 и 2, 3 и 4 на рис. 4 показывает, что интенсификация течения в придонной области ярко выражена в сильно стратифицированных жидкостях.

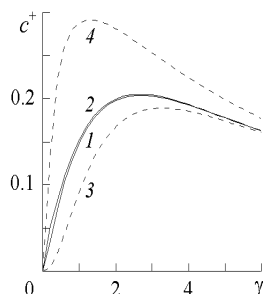


Рис. 4. Зависимость максимальной скорости геострофического течения у поверхности жидкости и дна бассейна от параметров γ и δ : при $\delta = 0.1$, $\eta = 0$ и $\eta = -0.9$ (кривые 1, 2 соответственно); при $\delta = 1$, $\eta = 0$ и $\eta = -0.9$ (кривые 3, 4).

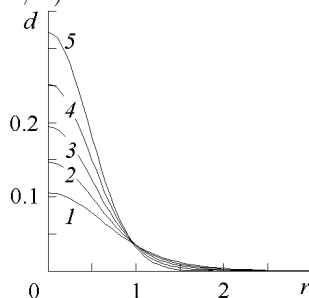


Рис. 5. Радиальные распределения возмущений поля плотности в вихре при $\delta = 0.5$, $\gamma = 2$ на горизонтах $\eta = 0, -0.25, -0.5, -0.75, -1.0$ (кривые 1–5 соответственно).

Зависимости c^+ от γ имеют максимумы. Поэтому справедлива оценка

$$\max_{\eta} c^+(\eta) = c^+(-1) < 0.292 \quad (0 \leq \gamma \leq 6, \quad 0 \leq \delta \leq 1).$$

В размерных переменных для максимально возможных значений скорости геострофического течения получаем ограничение $V^+ < 0.292|a|\sqrt{g/H}$.

Пространственная структура динамических возмущений среднего поля плотности $d(r, \eta)$ в геострофическом вихре на различных горизонтах показана на рис. 5. Возмущения плотности знакопостоянны и максимальны по модулю в центре вихря. Другое свойство возмущений плотности — рост экстремальных значений $|d|$ при удалении от свободной поверхности жидкости. По этой причине наибольшие возмущения плотности жидкости соответствуют придонной области бассейна, где течение наиболее интенсивно. В центральной части антициклонического вихря (подъем участка дна) на всех горизонтах происходит увеличение плотности жидкости по сравнению со средними значениями. Это указывает на подъем изопикнических поверхностей в этой области жидкости. В циклоническом вихре, возникающем при опускании участка дна, наблюдается опускание изопикнических поверхностей.

Введем величину $d^+ = |d(0, -1)|$. Она характеризует максимальное возмущение поля плотности. В соответствии с рис. 6 возмущения плотности усиливаются с ростом парамет-

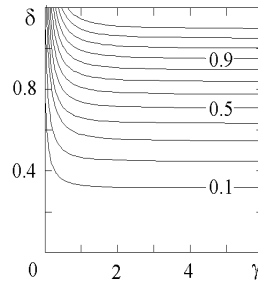


Рис. 6. Зависимость максимального возмущения плотности в геострофическом вихре на горизонте $\eta = 0$ от γ и δ .

ра δ и убывают при увеличении γ . Возмущения плотности жидкости невелики как при слабой, так и при сильной плотностной стратификации жидкости, если значения параметра γ малы.

6. Оценки для океанических условий

В реальных океанических условиях диапазоны изменения параметров (13) значительно уже использованных выше при анализе общих свойств геострофического вихревого поля. Рассмотрим два характерных для океана набора физических параметров задачи: $H = 4$ км, $l = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $L = 100$ км, $N = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (случай I); $H = 100$ м, $l = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $L = 100$ км, $N = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (случай II). Первый из них соответствует открытому океану, второй — шельфовой зоне.

Характеристики геострофического вихря, генерируемого при смещениях дна с амплитудой $a = 1$ м в средних широтах в условиях открытого океана (I) и шельфовой зоны (II)

Условия генерации	γ	δ	Z^+	$c^+(0)$	$c^+(-1)$	$V^+, \text{ мс}^{-1}$	$10^4 d^+$
I	0.050	0	0.002	-0.0105	-0.0105	0.0005	0
I	0.050	0.020	0.002	-0.0095	-0.0131	0.0006	4.0
II	0.319	0	0.044	-0.0626	-0.0626	0.0196	0
II	0.319	0.032	0.044	-0.0620	-0.0637	0.0199	10.3

Как следует из таблицы, генерация вихревого поля при подводных землетрясениях наиболее эффективна в мелководных районах океана, в частности, в шельфовой зоне. Во всех случаях скорость возникающего течения практически постоянна по глубине. Это говорит о слабом влиянии на сейсмогенное течение плотностной стратификации океана. При вертикальных подвижках дна с амплитудами $a = 1 - 5$ м геострофические смещения поверхности океана и скорость течения в океане достигают на шельфе значений $0.04 - 0.22$ м и $0.02 - 0.1 \text{ мс}^{-1}$ соответственно. Возмущение плотности у свободной поверхности океана мало и не превышает 0.5 %.

Нельзя исключать потенциальной возможности регистрации с аэрокосмических носителей крупномасштабных поверхностных возмущений океана в зонах сейсмической генерации цунами. Пример исследования характеристик длинных волн в Атлантическом океане по данным альтиметрических измерений с искусственных спутников Земли содержится в работе [15].

Список литературы

- [1] СОЛОВЬЕВ С. Л., ГО Ч. Н. Каталог цунами на западном побережье Тихого океана. М.: Наука, 1974.
- [2] ФРИДМАН В. Е. Гидроакустические сигналы при взрывах и извержениях // Распространение и набегание на берег волн цунами. М.: Наука, 1981. С. 10–41.
- [3] МУРТИ Т. С. Сейсмические морские волны цунами. Л.: Гидрометеиздат, 1981.
- [4] БЕЛОКОНЬ В. И. Расчет электромагнитных возмущений от длиннопериодных волн в приближении мелкой воды // Эволюция цунами от очага до выхода на берег. М.: Радио и связь, 1982. С. 54–63.
- [5] ДОЦЕНКО С. Ф. Возбуждение волн цунами в непрерывно стратифицированном океане подвижками участка дна // Исследования цунами. 1988. №3. С. 7–17.
- [6] ДОЦЕНКО С. Ф. Эффекты вращения Земли при генерации цунами подводными землетрясениями // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, №5. С. 706–714.
- [7] ДОЦЕНКО С. Ф., ШОКИН Ю. И. Условия генерации вихревого поля в очагах цунами // Вычисл. технологии. 1997. Т. 2, № 2. С. 48–54.
- [8] КРАУСС В. Внутренние волны. Л.: Гидрометеиздат, 1968.
- [9] ЛАВРЕНТЬЕВ М. А., ШАБАТ Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Физматгиз, 1958.
- [10] ПЕДЛОСКИ ДЖ. Геофизическая гидродинамика. Т. 1. М.: Мир, 1984.
- [11] ЗЫРЯНОВ В. Н. Топографические вихри в динамике морских течений. М.: Ин-т водных проблем РАН, 1995.
- [12] ПЕЛИНОВСКИЙ Е. Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: Ин-т прикладной физики РАН, 1996.
- [13] ВОЙТ С. С., ЛЕБЕДЕВ А. Н., СЕБЕКИН Б. И. Формирование направленной волны цунами в очаге возбуждения // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, №3. С. 296–304.
- [14] КАМЕНКОВИЧ В. М., КОШЛЯКОВ М. Н., МОНИН А. С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
- [15] MUSMAN S. Geosat altimeter observation of long waves in the Equatorial Atlantic // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, No. C3. P. 1573–1579.

Поступила в редакцию 15 сентября 2000 г.