

УДК 551.466

ГЕНЕРАЦИЯ ЦУНАМИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ОКЕАНЕ

© 2017 Г.Н. Нурисламова, М.А. Носов

*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова,
Москва, 119991; e-mail: nurislamova@physics.msu.ru*

Процесс генерации цунами деформациями дна конечной продолжительности в безграничном вращающемся океане постоянной глубины рассматривается в рамках линейной теории длинных волн. Задача сводится к набору неоднородных уравнений Клейна-Гордона, которые записываются относительно смещения свободной поверхности, потенциала скорости течения или функции тока. Для случая осесимметричной деформации дна проводится анализ эволюции смещения свободной поверхности и поля скорости горизонтального течения. Установлено, что вращение Земли приводит к незначительному ослаблению волн цунами. Физические причины этого ослабления состоят в связывании части энергии источника в геострофическом вихре и дисперсии, которой подвержены длинные волны во вращающемся океане.

Ключевые слова: генерация цунами, деформация дна, вращение Земли, длинные волны.

ВВЕДЕНИЕ

Волны цунами являются одной из самых масштабных и опасных природных катастроф (Гусяков 2014; Пелиновский, 1996; Bryant, 2014; Levin, Nosov, 2016). Огромное число жертв и колоссальный материальный ущерб от цунами начала XXI века говорят о том, что современный уровень понимания этого явления и способность человеческого сообщества противостоять ему все еще далеки от совершенства.

Для оперативного прогноза цунами помимо сейсмических данных обязательно привлекают гидрофизическую информацию о факте возникновения и параметрах волн цунами (Рабинович, 2014). Обычно в качестве гидрофизической информации используют данные о вертикальных движениях водного слоя — колебаниях уровня океана, измеряемых глубоководными или береговыми станциями. Но для выявления волн цунами могут быть использованы не только вертикальные, но и горизонтальные движения водного слоя (Доценко, Шокин, 2001; Носов и др., 2011; Nosov et al., 2013; Okal, MacAyeal, 2006). Перспективность использования этого типа данных обязана тому, что горизонтальные движения по амплитуде существенно превосходят вертикальные, что является прямым следствием преобладания горизонтального масштаба рас-

сматриваемого процесса над вертикальным. Для понимания особенностей горизонтальных движений и их корректного описания следует учитывать силу Кориолиса — проявление эффекта вращения Земли.

Вопрос о влиянии вращения Земли на динамику волн цунами неоднократно поднимался в научной литературе (Доценко, 1999; Доценко, Шокин, 2001; Ингель, 1998; Носов, Нурисламова, 2012, 2013; Носов и др., 2014; Пелиновский, 1996). Включение силы Кориолиса в уравнения мелкой воды не сопряжено с какими-либо принципиальными сложностями, поэтому в большинстве современных численных моделей цунами эффект вращения Земли учитывается. Но анализ проявлений этого эффекта проводится редко. Причем в большинстве случаев анализ сводится к сопоставлению результатов численного воспроизведения волнового поля с учетом и без учета силы Кориолиса. Примечательно, что сопоставлению подлежат либо волновые формы (Dao, Tkalich, 2007; Løvholt et al., 2008; Watada et al., 2014), либо пространственные распределения максимальных смещений поверхности океана (Kirby et al., 2013; Kowalik et al., 2005), а поле горизонтальных течений не рассматривается. Авторы отмеченных работ, как правило, ограничиваются выводом о том, что влияние силы Кориолиса на динамику цунами незначительно. Наиболее детализиро-

ванные выводы содержатся в работе (Kirby et al., 2013), авторы которой отмечают, что вращение Земли приводит к более быстрому затуханию волнового поля с расстоянием и к незначительной асимметрии этого поля в направлении «восток-запад». Несмотря на существование развитой теории волн во вращающемся океане (Gill, 1982; Grimshaw et al., 1998), физическая сущность эффектов, которые наблюдаются при численном моделировании, либо не обсуждается вовсе, либо представленные обсуждения не являются убедительными.

Не способствуют выявлению и анализу слабых вихревых полей — проявлений эффекта вращения Земли — традиционные переменные, используемые в численных моделях цунами (смещение свободной поверхности и вектор скорости горизонтального течения или вектор полного потока). С нашей точки зрения в рассматриваемой задаче целесообразно перейти от вектора скорости течения к потенциалу и функции тока. Это позволит автоматически вычленил слабое вихревое поле, возникающее под действием силы Кориолиса. Именно такой подход мы использовали при решении серии задач о стационарных (остаточных) гидродинамических полях, возникающих в океане вблизи источника цунами (Носов, Нурисламова, 2012, 2013; Носов и др., 2014).

Первые указания на то, что во вращающемся океане цунамигенные землетрясения должны оставлять вихревой след — геострофический вихрь, локализованный в области источника, появились в теоретических исследованиях еще в конце XX в. (Доценко, 1999; Доценко, Шокин, 2001; Ингель, 1998; Пелиновский, 1996). Позже в наших работах (Носов, Нурисламова, 2012, 2013; Носов и др., 2014) было показано, что кроме вихревого следа цунамигенное землетрясение оставляет еще и потенциальный след — «остаточные» горизонтальные смещения частиц воды — следствие растекания колоссального объема воды (до 100 км³ (Levin, Nosov, 2016)), вытесняемого косейсмической деформацией дна в источнике цунами. Примечательно, что и вихревой, и потенциальный следы оказались тесно связанными с действием силы Кориолиса. В частности, вращение Земли ограничивает размер области растекания в океане объема воды, вытесненного деформаций дна, баротропным радиусом деформации Россби (Носов, Нурисламова, 2012).

Целью настоящей работы является построение модели, описывающей процесс формирования волн цунами и сопутствующих вихревых полей в результате динамической деформации дна во вращающемся океане, а также анализ особенностей этого процесса.

Рассмотрим слой однородной несжимаемой жидкости глубины H на вращающейся Земле. Сферичностью Земли пренебрежем. Начало прямоугольной системы координат расположим на невозмущенной поверхности воды. Ось Oz направим вертикально вверх, а оси Ox и Oy — на восток и на север соответственно. Математическую модель будем основывать на уравнениях линейной теории длинных волн, которые широко применяются для описания волн цунами в открытом океане (Пелиновский, 1996; Levin, Nosov, 2016):

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + fv, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - fu, \quad (3)$$

где ξ — смещение свободной поверхности воды от равновесного положения, η — смещение поверхности дна от исходного положения, u и v — компоненты горизонтальной скорости течения вдоль осей Ox и Oy соответственно, g — ускорение силы тяжести, $f = 2|\bar{\Omega}|\sin(lat)$ — параметр Кориолиса, $|\bar{\Omega}|$ — угловая скорость вращения Земли, lat — широта. Далее будем работать в приближении f -плоскости, полагая $f = const$ (Gill, 1982).

Введем потенциал скорости течения ψ и функцию тока φ , через которые выразим произвольное плоское векторное поле скорости течения:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}, v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (4)$$

Декомпозиция поля скорости течения на вихревую и потенциальную части позволяет автоматически вычленил эффекты вращения Земли. Дело в том, что в рассматриваемой задаче единственным источником завихренности является сила Кориолиса. Следовательно, эффект вращения Земли в «чистом виде» проявляется в функции тока, описывающей вихревую компоненту поля скорости течения.

Далее ограничимся случаем океана постоянной глубины ($H = const$). Это упрощение позволит нам в дальнейшем работать с аналитическим решением задачи. В результате подстановки выражений (4) в систему (1)–(3) и несложных преобразований приходим к уравнениям линейной теории длинных волн в переменных потенциал, функция тока, смещение свободной поверхности (Носов и др., 2014; Нурисламова, Носов, 2016):

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} + H \Delta \varphi = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = f \varphi, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -g \xi - f \psi. \quad (7)$$

Система (5)–(7) путем тождественных преобразований может быть сведена к трем уравнениям Клейна-Гордона:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - gH \Delta \xi + f^2 \xi = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + f^2 \eta, \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - gH \Delta \varphi + f^2 \varphi = -g \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - gH \Delta \psi + f^2 \psi = -f g \eta. \quad (10)$$

Уравнения (8)–(10) являются неоднородными. Функция источника (правая часть) представлена либо смещением поверхности дна, либо его производной по времени, либо комбинацией смещения и его второй производной по времени.

Заметим, что если выражение (9) проинтегрировать по времени от 0 до T , то можно получить уравнение для потенциала смещений

$$\Phi = \int_0^T \varphi dt : \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - gH \Delta \Phi + f^2 \Phi = -g \eta.$$

Градиент потенциала смещений определяет вектор смещения частиц воды в горизонтальном направлении в момент времени T : $\nabla \Phi = D$. Уравнение (11) в целом аналогично уравнению (10), за исключением того, что источник (неоднородность уравнения) отличается множителем f . Отсюда следует, что формирующееся вихревое и потенциальное поля однозначно связаны друг с другом.

Приведем уравнения (8)–(11) к безразмерному виду. За масштаб длины примем характерный размер источника цунами R , а за масштаб времени — время, за которое длинная волна преодолеет это расстояние R / \sqrt{gH} . В безразмерных переменных уравнения принимают вид:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \Delta \xi + \mu^2 \xi = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \mu^2 \eta, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi + \mu^2 \varphi = -\mu \frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi + \mu^2 \psi = -\mu^2 \frac{g}{f} \eta, \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \Delta \Phi + \mu^2 \Phi = -\mu^2 \frac{g}{f^2} \eta, \quad (15)$$

где $\mu = R / R_0$ — отношение горизонтального размера источника цунами R к баротропному радиусу деформации Россби $R_0 = \sqrt{gH} / f$ (Gill, 1982). Если функции, описывающие источник, рассматривать отдельно, то параметр μ — это единственная безразмерная величина, которая явно входит в уравнения (12)–(15) и определяет характер решения уравнения Клейна-Гордона.

В пределе, при малых значениях параметра μ , уравнение Клейна-Гордона переходит в классическое волновое уравнение, а при больших значениях параметра μ — в уравнение колебаний. Это означает, что в первом случае решением уравнения Клейна-Гордона будут обычные длинные волны, распространяющиеся со скоростью \sqrt{gH} . Во втором случае решением уравнения будут колебания, происходящие с циклической частотой, равной параметру Кориолиса f (инерционная частота). При промежуточных значениях параметра μ должна наблюдаться суперпозиция волн и колебаний с инерционной частотой.

Решение уравнения Клейна-Гордона с нулевыми начальными условиями определяется следующей известной интегральной формулой (Полянин, 2001):

$$\xi = \frac{1}{2\pi} \int_0^t d\tau \iint_{\rho \leq (t-\tau)} S(x, y, \tau) \frac{\cos(\mu \sqrt{(t-\tau)^2 - \rho^2})}{\sqrt{(t-\tau)^2 - \rho^2}} dx dy \quad (16)$$

где $\rho = \sqrt{(x - \hat{x})^2 + (y - \hat{y})^2}$. Функции источника для уравнений (12)–(15) имеют следующий вид:

$$S_\xi = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \mu^2 \eta, \quad S_\varphi = -\mu \frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial t},$$

$$S_\psi = -\mu^2 \frac{g}{f} \eta, \quad S_\Phi = -\mu^2 \frac{g}{f^2} \eta.$$

Интегралы в формуле (16) в дальнейшем рассчитывались численно. В силу отмеченной выше эквивалентности уравнений (14) и (15), расчет для четвертого источника не было необходимости проводить отдельно (функции Φ и ψ отличается постоянным множителем). По этой же причине анализировать поле смещений в этой работе мы не будем.

В качестве источника волн и вихрей ограничимся осесимметричной деформацией дна с пространственным распределением гауссовой формы и плавной временной частью, обеспечивающей возможность двойного дифференцирования по времени:

$$\eta(x, y) = \eta_0 \exp[-(x^2 + y^2) / R^2] \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 0.5[1 - \cos(\pi t / \tau)], & 0 \leq t \leq \tau \\ 1, & t > \tau \end{cases},$$

где η_0 — амплитуда остаточной деформации дна, R — горизонтальный размер источника, τ — продолжительность деформации дна.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Основной параметр задачи μ в природных условиях варьируются от $\mu_{min} = 0$ на экваторе до $\mu_{max} \sim 1$ (высокие широты, протяженный очаг, шельфовые глубины). Типичное значение параметра составляет $\mu \sim 10^{-1}$ (при $f \sim 10^{-4} c^{-1}$, $R \sim 10^5$ м, $H \sim 10^3$ м). Для представления результатов мы выбрали два фиксированных значения параметра $\mu = 0.1$ и $\mu = 1$, которые позволяют продемонстрировать наиболее интересные особенности решения. Как уже отмечалось, при $\mu = 0$ уравнение Клейна-Гордона переходит в обычное волновое уравнение, решением которого в рассматриваемом случае является кольцевая волна с известными свойствами, на которых мы здесь останавливаться не будем.

В реальном диапазоне продолжительностей деформации дна в очаге цунами $\tau \sim 10^0 - 10^2$ с никакой существенной зависимости параметров волн или вихревых структур от величины τ не наблюдается. Связано это с тем, что величина τ всегда существенно уступает как времени распространения волны на расстояние, равное размеру очага цунами R / \sqrt{gH} , так и инерционному периоду $2\pi / f$. Для дальнейших расчетов мы выбрали деформацию дна с продолжительностью $\tau = 0.1 \cdot R / \sqrt{gH}$.

Динамика отклонения поверхности воды, вызванного подвижкой дна во вращающемся океане показана на рис. 1. Расчеты были выполнены для центра источника $r = 0$ (а) и для точки, находящейся на значительном удалении от источника $r = 10R$ (б). На рисунке представлено, каким

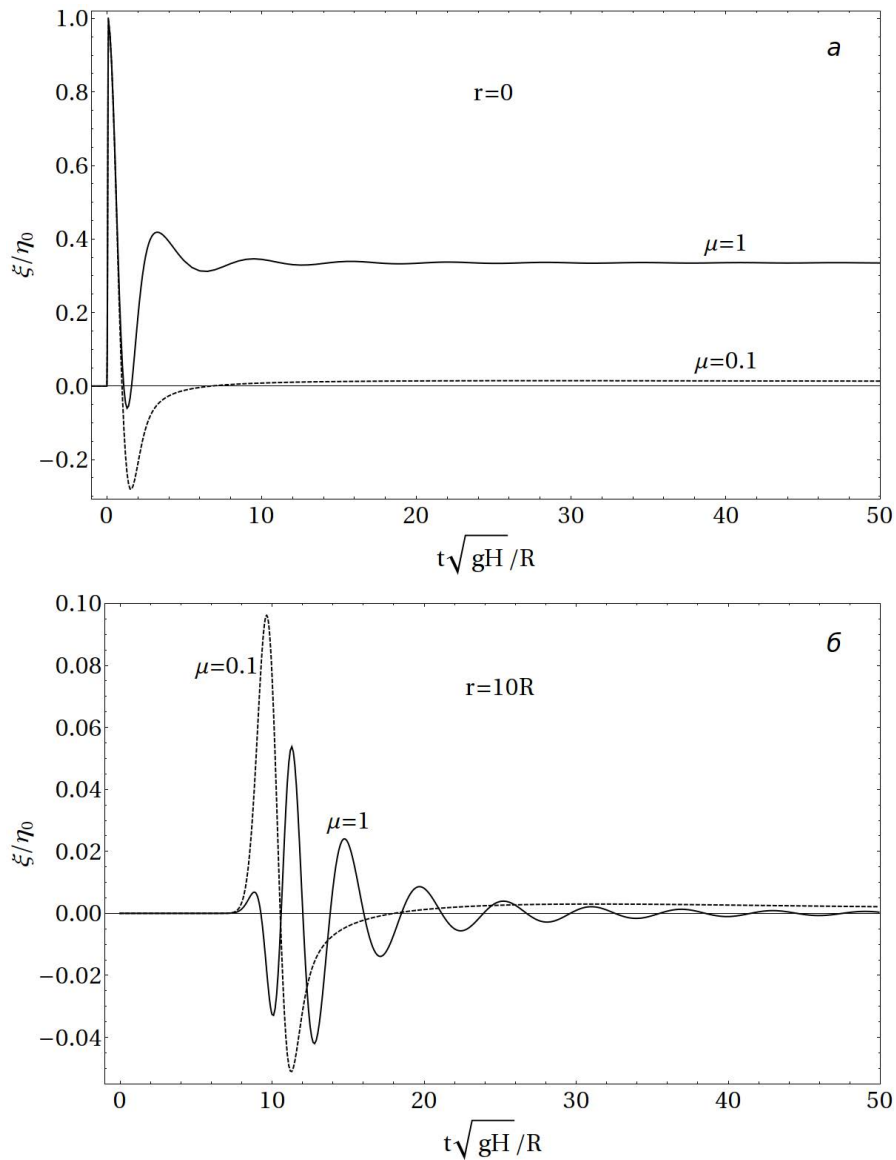


Рис. 1. Смещение свободной поверхности воды, вызванное осесимметричной деформацией дна во вращающемся океане как функция времени. Расчет выполнен в центре источника при $r = 0$ (а) и на значительном удалении от него при $r = 10R$ (б) при двух различных значениях параметра задачи: $\mu = 0.1$ (пунктир) и $\mu = 1$ (сплошная кривая).

образом происходит геострофическая адаптация водного слоя, возмущенного быстрой деформацией дна. В центре источника, вне зависимости от значения параметра μ , вначале наблюдается резкое поднятие, повторяющее движение дна. Затем формируется гравитационная волна, после ухода которой остается стационарное возмущение водной поверхности — проявление геострофического вихря, возникающего в области источника. Формирование вихря сопровождается затухающими колебаниями с инерционной частотой f , которые хорошо заметны при $\mu = 1$. При $\mu = 0.1$ эти колебания также существуют, но их период значительно больше, а амплитуда меньше. Физическая природа этих колебаний — колебания системы около устойчивого положения равновесия (геострофического вихря).

На значительном удалении от источника при $r = 10R$ и $\mu = 0.1$ наблюдается прохождение

кольцевой волны, похожей на решение волнового уравнения. Отличие состоит лишь в небольшом остаточном смещении водной поверхности, которое заметно на расстояниях до радиуса деформации Россби (при $\mu = 0.1$ радиус Россби $R_0 = 10R$). При $\mu = 1$ амплитуда и энергия волны заметно уменьшаются, т.к. значительная часть энергии источника цунами оказывается связанной в геострофическом вихре. Форма волны также претерпевает принципиальные изменения. Теперь волна имеет вид диспергирующего цуга. Частота колебаний в цуге соответствует инерционной частоте f .

Поле горизонтального течения, рассчитанное при $\mu = 0.1$ и $\mu = 1$ в последовательные моменты времени по формулам (4) через потенциал и функцию тока, которые были определены из решения уравнений (13) и (14), представлено, соответственно, на рис. 2 и 3. На этих рисунках

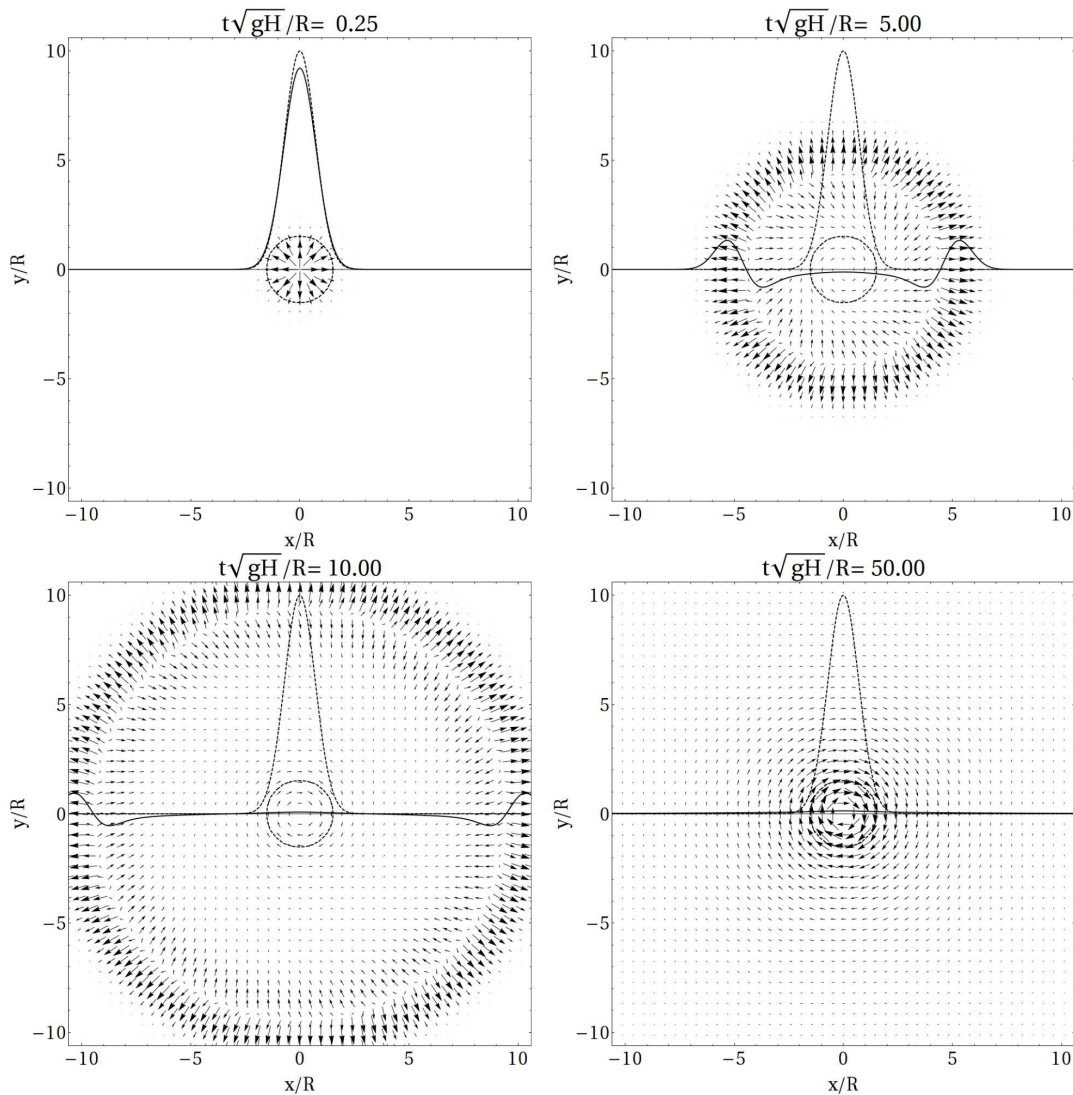


Рис. 2. Поле скорости течения (стрелки) и смещение свободной поверхности (сплошная кривая) в последовательные моменты времени (указаны на рисунке), вызванные осесимметричной динамической деформацией дна. Форма остаточной деформации дна показана пунктирной линией и кругом (на уровне 0.1) в центре области. Расчет выполнен при $\mu = 0.1$.

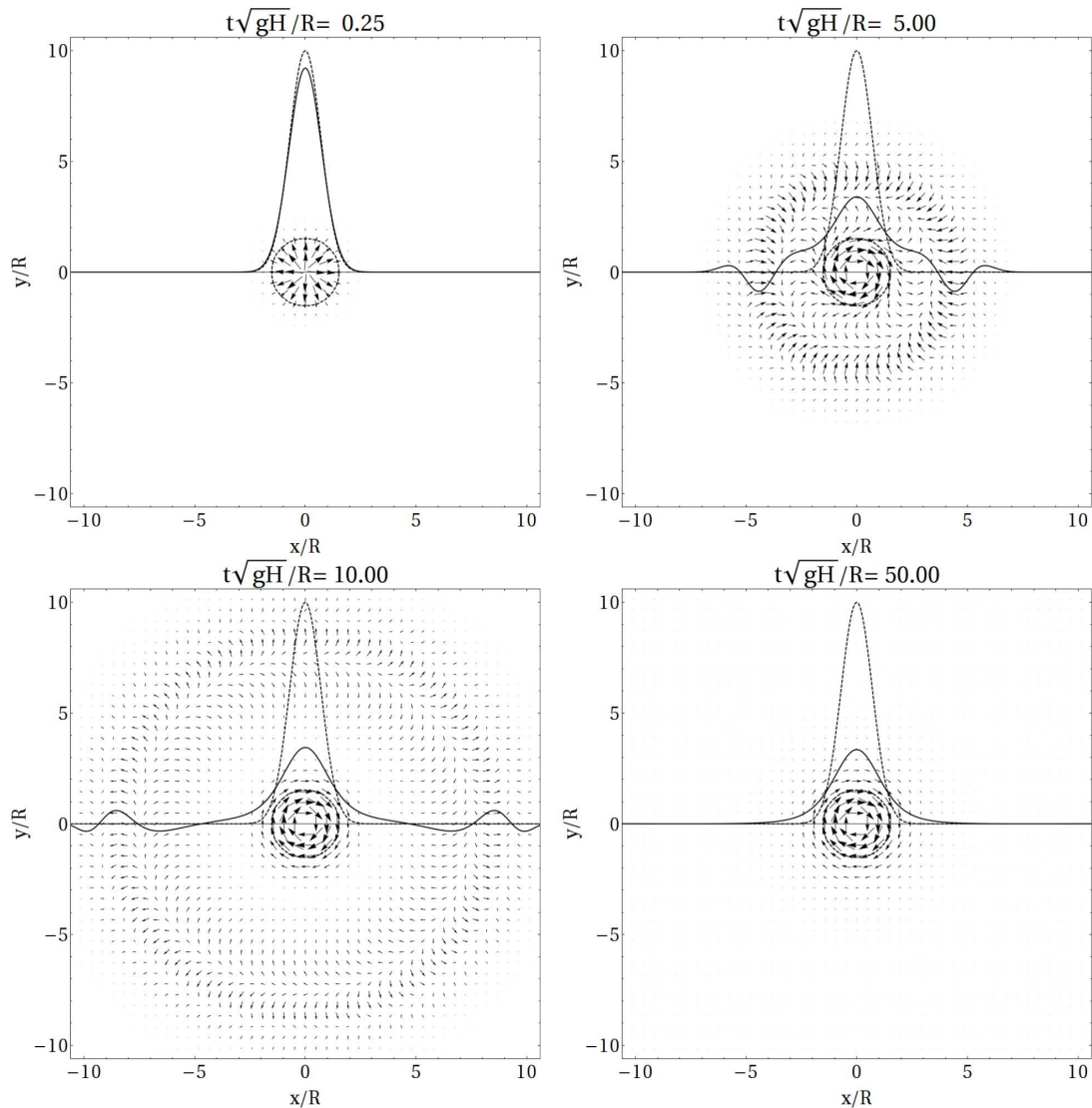


Рис. 3. Поле скорости течения (стрелки) и смещение свободной поверхности (сплошная кривая) в последовательные моменты времени (указаны на рисунке), вызванные осесимметричной динамической деформацией дна. Форма остаточной деформации дна показана пунктирной линией и кругом (на уровне 0.1) в центре области. Расчет выполнен при $\mu = 1$.

также показано возмущение свободной поверхности, определенное из решения уравнения (12). Видно, что сразу после того, как волна покидает область источника, в ней образуется остаточный вихрь, вращающийся по часовой стрелке (северное полушарие $f > 0$, поднятие дна $\eta_0 > 0$). Примечательно, что влияние силы Кориолиса на поле скорости течения, сопутствующее распространяющейся волне, заметно даже при $\mu = 0.1$. При $\mu = 1$ проявление силы Кориолиса является уже четко выраженным практически на всех этапах. Кроме того, при $\mu = 1$ в области источника, остается весьма значительное остаточное возмущение поверхности (~40% от деформации дна), существование которого поддерживается силой Кориолиса. В этом случае значительная часть энергии источника цунами оказывается связанной в геострофическом вихре, что приводит

к уменьшению энергии цунами. Аналогичный эффект наблюдается и при типичном для природных условий нашей планеты значении $\mu = 0.1$. Однако остаточное смещение свободной поверхности оказывается ~1% от амплитуды деформации дна. В любом случае геострофический вихрь связывает в себе часть энергии источника цунами, что, конечно, приводит к уменьшению энергии волн цунами. Следует отметить, что в типичных природных условиях это уменьшение является незначительным. С нашей точки зрения именно этот эффект проявляется при численном моделировании, описанном в работе (Kirby et al., 2013).

Второй фактор, который также приводит к ослаблению волн, — это дисперсия, которой оказываются подвержены длинные волны во вращающемся океане (Dijkstra, 2008). Напомним, что

классические длинные волны в инерциальной системе отсчета являются недиспергирующими (Пелиновский, 1996; Levin, Nosov, 2016). Такие волны характеризуются дисперсионным соотношением $\omega^2 = gHk^2$, из которого следует, что фазовая и групповая скорости равны друг другу ($c_{ph} = c_{gr} = \sqrt{gH}$) и не зависят от периода или длины волны. С использованием полученных выше уравнений легко показать, что во вращающейся системе отсчета длинные волны становятся диспергирующими. Рассмотрим область вне источника цунами. В этой области волны будут описываться однородным уравнением Клейна-Гордона:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \Delta \xi + \mu^2 \xi = 0 \quad (17)$$

Пусть во вращающемся океане в положительном направлении оси Ox бежит плоская волна (в силу симметрии направление распространения волны может быть выбрано произвольно):

$$\xi \sim \exp[i(\omega t - kx)], \quad (18)$$

где ω — циклическая частота, k — волновое число. Подставляя выражение (18) в уравнение (17), получаем связь между циклической частотой и волновым числом (дисперсионное соотношение):

$$\omega^2 = gHk^2 + f^2. \quad (19)$$

Выражение (19) известно в динамике вращающейся жидкости (Dijkstra, 2008; Grimshaw et al., 1998). Из него несложно получить выражения для фазовой и групповой скорости длинных волн во вращающемся океане:

$$c_{ph} = \sqrt{gH + f^2 / k^2}, \quad (20)$$

$$c_{gr} = gH / \sqrt{gH + f^2 / k^2}. \quad (21)$$

Из выражений (20) и (21) следует, что вращение Земли приводит к дисперсии длинных волн. Для волн цунами проявления этой дисперсии достаточно слабы. Полагая, что период волн связан с волновым числом приближенной формулой $k = 2\pi / (T\sqrt{gH})$, из формулы (21) легко оценить, что в диапазоне периодов цунами (10^2 – 10^4 с) вращение Земли меняет скорость распространения волн в пределах 1%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача о генерации цунами динамическими деформациями дна малой амплитуды во вращающемся безграничном океане постоянной

глубины исследована в рамках линейной теории длинных волн. Для выделения слабой вихревой компоненты, обязанной вращению Земли, использованы переменные потенциал, функция тока и смещение свободной поверхности. Показано, что задача сводится к набору неоднородных уравнений Клейна-Гордона относительно каждой из переменных.

С использованием известного аналитического решения неоднородного уравнения Клейна-Гордона исследованы особенности формирования волн цунами и остаточных гидродинамических полей, формируемых осесимметричной деформацией дна конечной продолжительности.

Остаточные поля проявляются сразу после того, как гравитационная волна покинет прилегающую к источнику цунами область, размер которой ограничен баротропным радиусом деформации Россби.

Формирование остаточных полей сопровождается затухающими колебаниями на инерционной частоте, что свойственно процессу геострофической адаптации.

Относительно более быстрое затухание волнового поля, отмечаемое в численных экспериментах при учете силы Кориолиса, объяснено следующими двумя физическими причинами. Во-первых, при учете вращения Земли часть энергии цунами связывается в геострофическом вихре в области источника. Во-вторых, дисперсия длинных волн, обязанная вращению Земли, приводит к более быстрому затуханию волн при их удалении от источника.

В большинстве случаев размеры очага цунами существенно уступают радиусу деформации Россби (R_0 ($\mu \sim 0.1$)), поэтому эффекты вращения Земли незначительно ослабляют волны цунами. Но при катастрофических землетрясениях ($M_w > 9.0$) размер очага цунами может оказаться сопоставимым с величиной R_0 ($\mu \sim 1$), — в этих случаях сила Кориолиса может оказать значительное влияние на волновое поле. В этой связи численное моделирование динамики цунами с целью прогноза этой масштабной и опасной природной катастрофы непременно должно проводиться с учетом вращения Земли.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16-35-00231, 16-05-00053).

Список литературы

- Гусяков В.К. Сильнейшие цунами мирового океана и проблема безопасности морских побережий // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. №. 5. С. 496–507.
Доценко С.Ф. Эффекты вращения Земли при генерации цунами подводными землетря-

- сениями // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. № 5. С. 706–714.
- Доценко С.Ф., Шокин Ю.И.* Генерация вихрей в непрерывно стратифицированной вращающейся жидкости при смещениях участка дна бассейна // Вычислительные технологии. 2001. Т. 6. № 1. С. 13–22.
- Ингель Л.Х.* Вихревой «след» землетрясения в море // ДАН. 1998. Т. 362. № 4. С. 548–549.
- Носов М.А., Мошенцева А.В., Левин Б.В.* Остаточные гидродинамические поля вблизи очага цунами // ДАН. 2011. Т. 438. № 5. С. 694–698.
- Носов М.А., Нурисламова Г.Н.* Потенциальный и вихревой следы цунамигенного землетрясения в океане // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2012. № 5. С. 44–48.
- Носов М.А., Нурисламова Г.Н.* Следы цунамигенного землетрясения во вращающемся стратифицированном океане // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2013. № 6. С. 54–59.
- Носов М.А., Нурисламова Г.Н., Мошенцева А.В., Колесов С.В.* Остаточные гидродинамические поля при генерации цунами землетрясением // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 5. С. 591–603.
- Нурисламова Г.Н., Носов М.А.* Горизонтальные движения водного слоя при прохождении волн цунами по данным густой сети глубоководных станций уровня моря // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2016. № 5. С. 50–55.
- Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. 276 с.
- Полянин А.Д.* Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2001. 576 с.
- Рабинович А.Б.* Наблюдения цунами в открытом океане // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 5. С. 508.
- Bryant E.* Tsunami. The Underrated Hazard, Third Edition. Switzerland: Springer International Publishing, 2014. 222 p.
- Dao M.H., Tkalich P.* Tsunami propagation modeling — a sensitivity study // Natural Hazards and Earth System Science. 2007. V. 7. № 6. P. 741–754.
- Dijkstra H.A.* Dynamical oceanography. Berlin Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2008. 407 p.
- Gill A.E.* Atmosphere-ocean dynamics. New York, London, Paris: Academic Press, 1982.
- Grimshaw R.H.J., Ostrovsky L.A., Shrira V.I., Stepanyants Y.A.* Long nonlinear surface and internal gravity waves in a rotating ocean // Surveys in Geophysics. 1998. V. 19. № 4. P. 289–338.
- Kirby J.T., Shi F., Tehranirad B. et al.* Dispersive tsunami waves in the ocean: Model equations and sensitivity to dispersion and Coriolis effects // Ocean Modelling. 2013. V. 62. P. 39–55.
- Kowalik Z., Knight W., Logan T., Whitmore P.* Numerical modeling of the global tsunami: Indonesian tsunami of 26 December 2004 // Science of Tsunami Hazards. 2005. V. 23. № 1. P. 40–56.
- Levin B.W., Nosov M.A.* Physics of Tsunamis, Second Edition. — Springer International Publishing AG Switzerland, 2016. 388 p.
- Løvholt F., Pedersen G., Gisler G.* Oceanic propagation of a potential tsunami from the La Palma Island // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2008. V. 113. C09026.
- Nosov M.A., Moshenceva A.V., Kolesov S.V.* Horizontal motions of water in the vicinity of a tsunami source // Pure and Applied Geophysics. 2013. V. 170. Iss. 9–10. P. 1647–1660.
- Okal E.A., MacAyeal D.R.* Seismic recording on drifting icebergs: Catching seismic waves, tsunamis and storms from Sumatra and elsewhere // Seismol. Res. Letts. 2006. V. 77. P. 659–671.
- Watada S., Kusumoto S., Satake K.* Traveltime delay and initial phase reversal of distant tsunamis coupled with the self-gravitating elastic Earth // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2014. V. 119. № 5. P. 4287–4310.

НУРИСЛАМОВА, НОСОВ
TSUNAMI GENERATION IN A ROTATING OCEAN

G.N. Nurislamova, M.A. Nosov

Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991

The process of tsunami generation caused by deformations of ocean-bottom of finite duration in a unbounded rotating ocean with constant depth is considered in the light of linear long-wave theory. The problem is reduced to a set of inhomogeneous Klein-Gordon equations in terms of displacement of free water surface, fluid velocity potential, and stream function. Analysis of evolution of water surface displacement and horizontal velocity field is performed for the case of axisymmetric ocean-bottom deformation. It is revealed that the Earth rotation leads to a slight weakening of tsunami waves. The physical reasons of the weakening are related to partly trapping of source energy in the geostrophic vortex and to dispersion peculiar to long gravity waves in a rotating ocean.

Keywords: tsunami generation, ocean-bottom deformation, Earth rotation, long waves.