

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»

М.А. Носов, А.В. Большакова

Генерация цунами землетрясением

*Рекомендовано Федеральным учебно-методическим объединением
в системе высшего образования по укрупненной группе специальностей
и направлений подготовки 03.00.00 – «Физика и астрономия» в качестве
учебного пособия для обучающихся по основным образовательным
программам высшего образования по направлению «Физика» уровня
бакалавриата (03.03.02) и магистратуры (03.04.02), специалитета
по специальности «Фундаментальная и прикладная физика» (03.05.02)*

Москва 2020

УДК 551.466.62

ББК 26.221

Н84

Рецензенты:

Заведующий лабораторией ФГБУН Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, профессор, член-корр. РАН В.О. Михайлов

Главный научный сотрудник ФГБУН Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, д.ф.-м.н. Е.А. Куликов

Н84 *Носов М.А., Большакова А.В. Генерация цунами землетрясением*

– М.: «Янус-К», 2020. – 120 с.: ил.

ISBN 978-5-8037-0807-0

Настоящее учебное пособие подготовлено по материалам лекций, прочитанных авторами на физическом факультете МГУ имени М.В. Ломоносова в 2004–2020 гг. Основная цель пособия – систематизация и методически выверенное изложение той части лекционного материала, которая имеет отношение к проблеме генерации цунами землетрясением. Находясь на стыке физической океанологии и сейсмологии, эта проблема требует совместного использования идей и подходов, развитых в сильно различающихся между собой областях геофизики. Поэтому важным предназначением учебного пособия является объединение в рамках единого издания тематических материалов, разбросанных по различным статьям, монографиям и учебникам. Учебное пособие предназначено, главным образом, для студентов старших курсов и аспирантов, обучающихся по физико-математическим специальностям. Пособие может быть полезно для подготовки и повышения квалификации специалистов российской Службы предупреждения о цунами и сотрудников МЧС РФ.

В оформлении обложки использованы картина японского художника Капусика Хокусай «Большая волна в Канагаве» и фотография последствий катастрофического цунами 2011 г в Японии, сделанная одним из автором в марте 2012 г.

© Носов М.А., Большакова А.В., 2020

ISBN 978-5-8037-0807-0

Введение

Настоящее учебное пособие написано авторами, которые много лет занимаются исследованиями в области физики цунами и преподаванием в области геофизики и физики моря. Учебное пособие подготовлено по материалам лекций, прочитанных авторами на физическом факультете МГУ имени М.В. Ломоносова в 2004-2020 гг. В основу издания легли спецкурсы кафедры физики моря и вод суши «Физика морских природных катастроф» и «Экстремальные явления в геофизике», спецкурс для аспирантов «Гидродинамические модели в теории волн цунами», а также межфакультетский учебный курс МГУ «Физика цунами». Основная цель настоящего издания – систематизация и методически выверенное изложение той части лекционного материала, которая имеет отношение к проблеме генерации цунами землетрясением. Находясь на стыке физической океанологии и сейсмологии, эта проблема требует совместного использования идей и подходов, развитых в сильно различающихся между собой областях геофизики. Поэтому важным предназначением учебного пособия является объединение в рамках единого издания тематических материалов, разбросанных по различным статьям, монографиям и учебникам.

Учебное пособие содержит семь взаимосвязанных глав и три приложения. В *первой главе* приводятся общие сведения о землетрясениях и цунами, вводятся основные термины, анализируются связи между землетрясением и цунами, а также распределение числа цунами-событий по магнитуде и глубине землетрясения. Во *второй главе* представлены эмпирические соотношения для параметров очагов землетрясений и источников цунами. В *третьей главе* генерация цунами землетрясением рассматривается как задача гидродинамики, и выявляются основные эффекты, ответственные за возбуждение волн. *Четвертая глава* посвящена формулам Окада, которые широко применяются для расчета косейсмических смещений дна при численном моделировании цунами. В *пятой главе* исследуются

свойства источников цунами в предположении об аппроксимации очага землетрясения прямоугольной площадкой разрыва. В *шестой главе* анализируются особенности источников цунами с учетом неоднородности распределения подвижки в очаге землетрясения. Заключительная *седьмая глава* посвящена сопоставлению волновых форм цунами, измеренных в открытом океане донными датчиками давления и восстановленных с использованием численного моделирования. Значительная часть главы посвящена теоретическим основам выделения сигнала цунами в вариациях придонного давления. С этой целью оценивается вклад, которые вносят в вариации придонного давления поверхностные и внутренние гравитационные волны, а также колебания атмосферного давления. Приложения содержат подробное описание решения гидродинамических задач, необходимых для этих оценок.

Учебное пособие предназначено, главным образом, для студентов старших курсов и аспирантов, обучающихся по физико-математическим специальностям. Кроме того, пособие может быть полезно для подготовки и повышения квалификации специалистов российской Службы предупреждения о цунами и сотрудников МЧС РФ.

Авторы выражают искреннюю признательность рецензентам этого издания профессору, член-корр. РАН В.О.Михайлову и д.ф.-м.н. Е.А.Куликову за конструктивные замечания и предложения по совершенствованию подачи материала. Авторы благодарны В.А. Карпову и К.А. Семенцову за внимательное прочтение рукописи и замечания, которые немало способствовали улучшению качества текста.

М.А.Носов
А.В.Большакова

Глава 1

Основные понятия и статистика

Под волнами цунами в современной физической океанологии понимают поверхностные длиннопериодные (от нескольких минут до нескольких часов) гравитационные волны, вызванные мощным воздействием на водный слой. В соответствии с базой данных Global Historical Tsunami Database / NOAA National Centers for Environmental Information (GHTD/NCEI, https://www.ngdc.noaa.gov/hazard/tsu_db.shtml) большинство цунами (72.3%) образуются в результате сильных подводных землетрясений. Подводные землетрясения – это основная, но не единственная причина цунами. Помимо землетрясений образование цунами обязано извержениям вулканов (4.6%), метеорологическим причинам (3.7%), оползням (3.6%). В ряде случаев источник бывает комбинированным, например, землетрясение и оползень (3.6%), вулканическое извержение и землетрясение (0.5%), вулканическое извержение и оползень (0.4%). Для 10.5% всех известных событий источник установить не удалось. В научной литературе активно обсуждается возможность генерации цунами при падении в океан метеоритов, но за все время существования нашей цивилизации таких событий зарегистрировано не было.

Волны цунами относятся к классу длинных гравитационных волн на воде. Скорость их распространения определяется простой формулой \sqrt{gH} , где g – ускорение свободного падения, H – глубина океана. Скорость распространения цунами (до 300 м/с в открытом океане) существенно уступает скорости сейсмических волн (несколько километров в секунду), которые несут с собой информацию об очаге цунамигенного землетрясения. Поэтому цунами сейсмического происхождения – это прогнозируемая природная катастрофа. Но интервал между приходом сейсмических волн и волн цунами может варьироваться от нескольких минут (локальные цунами) до десятков часов (трансoкеанские цунами). Из-за недостатка времени прогноз

локальных цунами и проведение эвакуационных мероприятий в ряде случаев не могут быть реализованы в принципе.

По современным представлениям землетрясение есть быстрый механизм разгрузки напряжений, накапливаемых в земной коре и верхней части мантии в результате относительно медленного движения литосферных плит [Kanamory, Brodsky, 2004]. В первом приближении очаг землетрясения можно представить как смещение, происходящее в результате разрыва вдоль одной или нескольких поверхностей. Точка образования разрыва именуется гипоцентром или фокусом землетрясения (см. Рис. 1.1). Проекция гипоцентра на поверхность Земли называется эпицентром землетрясения. Заметим, что гипоцентр землетрясения может не совпадать с областью максимальных смещений.

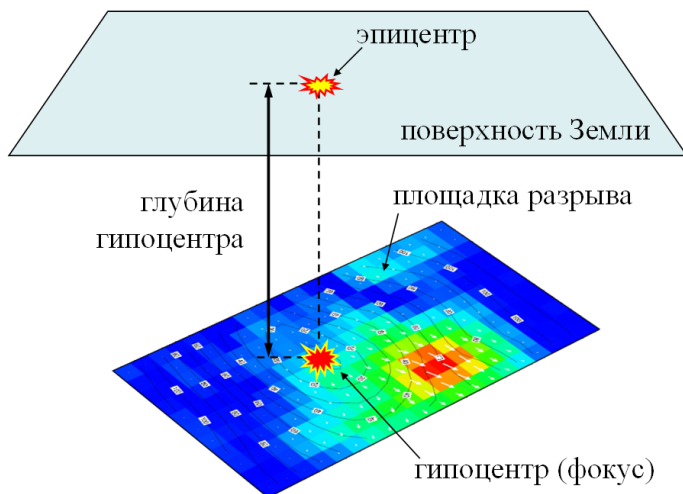


Рис. 1.1. Схема очага землетрясения. Изображение, показывающее распределение подвижки вдоль площадки разрыва, заимствовано с сайта <https://earthquake.usgs.gov> (2008 г). Детали см. на Рис. 6.2

Глубины гипоцентров большинства землетрясений (60-70%) ограничены величиной 70 км. На глубинах свыше 450 км происходят всего 2-3% землетрясений. Максимальная глубина

гипоцентра 734 км (NEIC). При сильных и неглубоких землетрясениях разрыв может выходить на поверхность Земли.

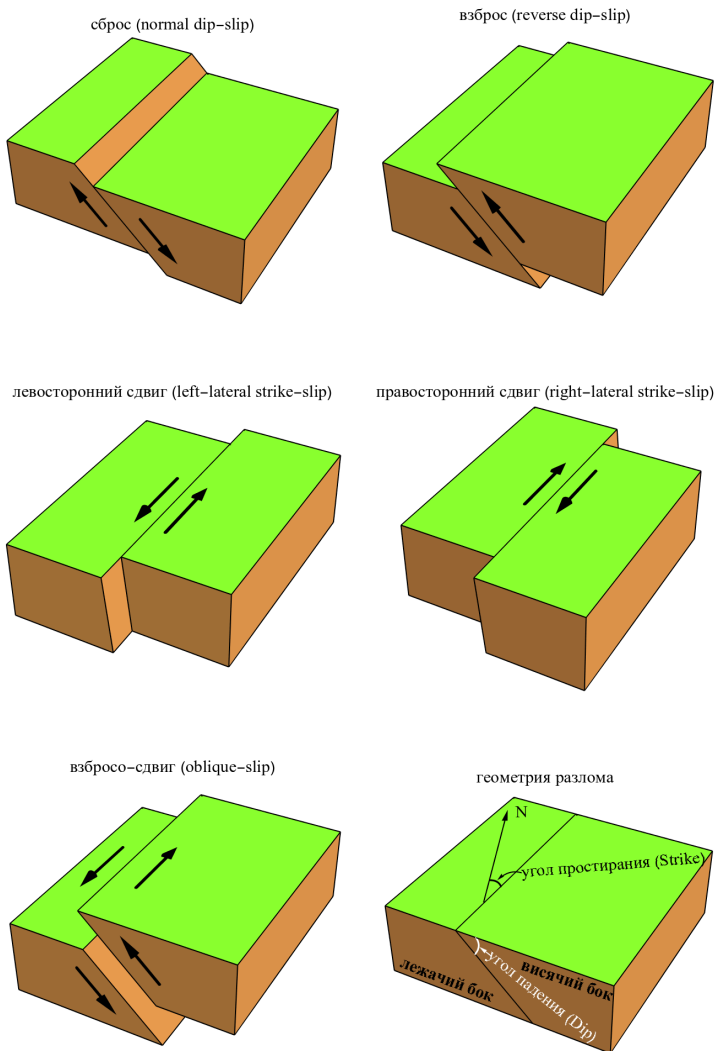


Рис. 1.2. Основные типы тектонических разрывов и геометрия разлома (справа внизу)

Для простоты поверхность разрыва с неким распределением подвижки, таким как показано на Рис 1.1, часто аппроксимируют прямоугольной площадкой разрыва с однородным распределением подвижки. Поверхность разрыва в очаге землетрясения – далее будем говорить о плоскости разрыва – разделяет лежащий бок (footwall block) и висячий бок (hanging wall block). Схематическое изображение геометрии разлома представлено на правом нижнем фрагменте Рис. 1.2. Плоскость разрыва принято характеризовать направлениями простирания (strike) и падения (dip). Стоя на верхней кромке разрыва так, чтобы плоскость падала (заглублялась) направо от вас, вы будете смотреть в направлении простирания. Угол простирания отсчитывается от направления на Север по часовой стрелке.

Типизация движений в очаге землетрясения проводится в соответствии с тем, каким образом лежащий и висячий бока смещаются в направлениях простирания и падения. Основные типы разрывов и их названия на русском и английском языках представлены на Рис. 1.2. Заметим одну терминологическую тонкость, которая не отражена на рисунке. Если угол падения составляет менее 45° , то взброс (reverse fault) именуется «надвиг» или «пологий надвиг» («thrust fault» или «overthrust fault»).

Силу землетрясения характеризуют сейсмическим моментом [Maguyama, 1963; Kanamori, Brodsky, 2004; Scholz, 2019]:

$$M_0 = \mu US [H \cdot м], \quad (1.1)$$

где μ – модуль поперечного сдвига, S – площадь площадки разрыва, U – смещение противоположных краев разрыва (величина подвижки). По сейсмическому моменту определяется величина моментной магнитуды землетрясения [Hanks, Kanamori, 1979]:

$$M_W = 2/3 \log M_0 [H \cdot м] - 6.07. \quad (1.2)$$

В настоящее время моментная магнитуда представляет собой одну из основных количественных характеристик силы сейсмического события.

Помимо моментной магнитуды, в сейсмологии используются и другие магнитудные шкалы. Не останавливаясь на их полном перечне, в качестве примера представим магнитуду землетрясения,

определяемую по поверхностным сейсмическим волнам [Ванек и др., 1962]:

$$M_S = \log_{10}(A/T)_{\max} + 1.66 \log_{10} \Delta + 3.3, \quad (1.3)$$

где A – амплитуда смещений в поверхностных волнах в мкм, T – период волн в секундах, Δ – эпицентральный расстояние в градусах.

Что касается количественной характеристики силы цунами, то здесь пока нет величины, которая единодушно – подобно моментной магнитуде – признавалась бы всеми специалистами [Papadopoulos et al., 2020]. Один из возможных вариантов количественной меры силы цунами – интенсивность цунами по шкале Соловьева-Имамуры

$$I = 0.5 + \log_2 \langle h \rangle, \quad (1.4)$$

где $\langle h \rangle$ – средняя высота заплеска цунами на ближайшем к источнику побережье. Информация об интенсивности цунами собирается в специализированных базах данных, в первую очередь, в базе Historical Tsunami Database for the World Ocean (HTDB/WLD, <http://tsun.sssc.ru/nh/tsunami.php>) [Gusiakov, 2009].

На Рис. 1.3 представлена связь между интенсивностью цунами по шкале Соловьева-Имамуры и моментной магнитудой землетрясения. Рисунок построен на основе данных HTDB/WLD. В среднем прослеживается естественная тенденция увеличения интенсивности цунами с ростом магнитуды. Но представленная зависимость характеризуется колоссальным разбросом данных. При фиксированной магнитуде землетрясения (например, при $M_W = 8$) интенсивность цунами может варьироваться на 6 единиц, что соответствует 64-кратному изменению средней высоты заплеска. Очевидно, что прогноз цунами, основанный исключительно на величине моментной магнитуды землетрясения, будет отличаться чрезвычайно низкой надежностью. Кроме того, следует принимать во внимание, что для сильных сейсмических событий первичная оценка величины M_W часто оказывается заниженной.

Примечательно, что при попытке связать интенсивность цунами по шкале Соловьева-Имамуры с магнитудой по поверхностным волнам M_S – соответствующая зависимость

представлена на Рис. 1.4 – разброс данных заметно увеличивается. Недостатки шкалы M_S особенно хорошо заметны для сильных сейсмических событий, что, по-видимому, обязано известной проблеме насыщения [Hanks, Kanamori, 1979]. Напомним, что при очень сильных землетрясениях, начиная с $M_S \sim 8$, магнитуда M_S выходит на насыщение, то есть перестает расти с увеличением силы землетрясения, определяемой, например, по сейсмическому моменту M_0 . Магнитуда M_W , очевидно, всегда растет с увеличением величины M_0 .

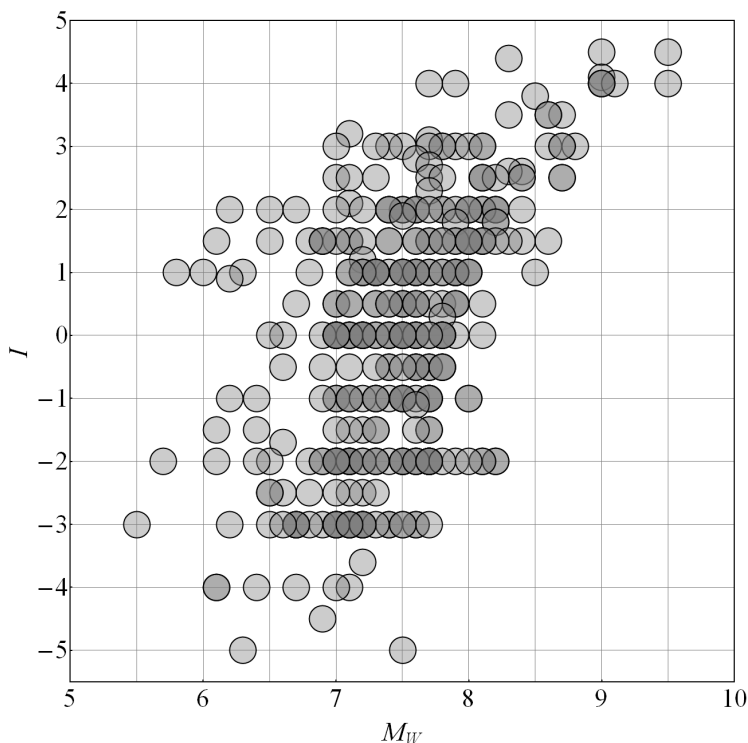


Рис. 1.3. Связь интенсивности цунами по шкале Соловьева-Имамуры I и моментной магнитуды землетрясения M_W

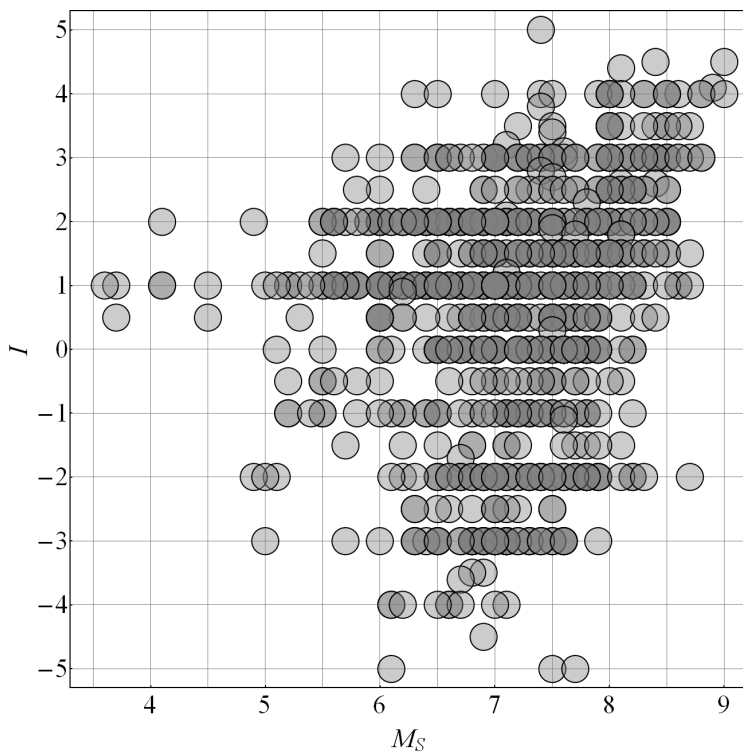


Рис. 1.4. Связь интенсивности цунами по шкале Соловьева-Имамуры I и магнитуды землетрясения M_S

Сопоставление зависимостей, представленных на Рис. 1.3 и Рис. 1.4, наводит на мысль, что одной из причин большого разброса данных может быть несовершенство шкалы магнитуд землетрясения и/или шкалы интенсивности цунами. И эта причина действительно наличествует, но она не является основной. Большой разброс данных обязан тому, что цунамигенность землетрясения определяется не только магнитудой, но и механизмом очага землетрясения, его глубиной, а также характером вспарывания разрыва. Кроме того, значительная неопределенность в высотах заплеска возникает под влиянием особенностей топографии дна и затопляемого участка суши, различий в глубинах океана в области источника цунами, а также

из-за возможного вклада в энергию волн подводных оползней [Gusiakov, 2011].

Но зависимость, представленная на Рис. 1.3, даже при наличии большого разброса данных позволяет сделать ряд практически важных выводов:

(1) землетрясения с магнитудой $M_W < 6$ никогда не сопровождались сильными цунами ($I \leq 1$);

(2) землетрясения с магнитудой $M_W < 7$ никогда не сопровождались катастрофическими цунами ($I \leq 2$);

(3) землетрясения с моментной магнитудой $M_W \geq 9$ всегда вызывают катастрофические волны цунами ($I \geq 4$).

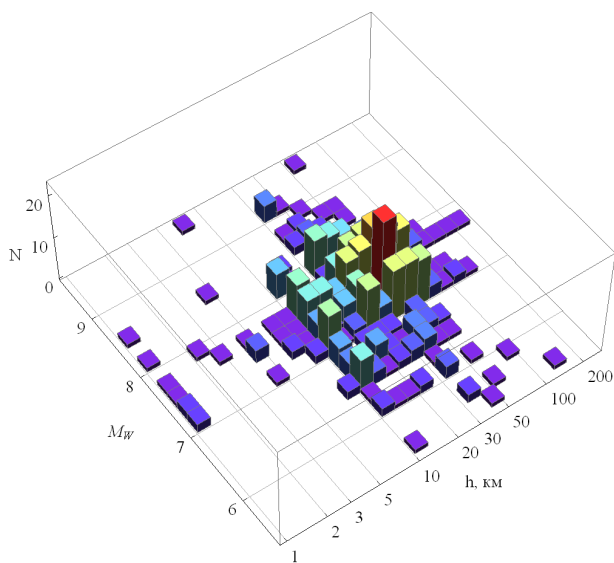


Рис. 1.5. Распределение числа цунами-событий по глубине очага землетрясения h и магнитуде M_W

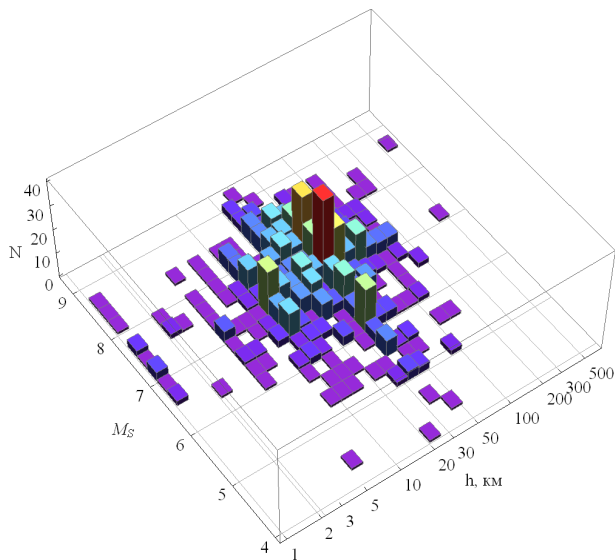


Рис. 1.6. Распределение числа цунами-событий по глубине очага землетрясения h и магнитуде M_S

На Рис. 1.5 и 1.6 представлены распределения числа цунами-событий по глубинам и магнитудам M_W и M_S . Глубины очагов и магнитуды известны одновременно примерно для 500 (M_W) и для 800 (M_S) событий. Из рисунков видно, что, как правило, цунами возникают при сильных и неглубоких землетрясениях. Максимумы распределений лежат в диапазоне магнитуд от 7 до 8 и в диапазоне глубин очагов от 30 до 50 км. Быстрое убывание распределений при увеличении глубины и при уменьшении магнитуды показывает, что слабые и глубокие сейсмические события редко сопровождаются волнами цунами. Убывание распределений при увеличении магнитуды связано с тем, что очень сильные подводные землетрясения происходят крайне редко, хотя такие сейсмические события всегда возбуждают волны цунами.

Глава 2

Эмпирические закономерности

Простые соотношения, связывающие параметры источника цунами с характеристиками очага землетрясения, интересовали многих исследователей [e.g. Iida, 1963; Hatori, 1970; Yamashita, Sato, 1974; Ward, 1980; Kajiura 1981; Поплавская, 1980; Okal, 1988; 2003; Доценко, Соловьев, 1990; Пелиновский, 1996; Bolshakova, Nosov, 2011; Levin, Nosov, 2016]. Интерес к таким связям легко объясним. Они могут оказаться полезными как для решения практической задачи оперативной оценки цунамигенности землетрясения, так и для развития представлений о физической природе явлений, происходящих в эпицентральной зоне подводного землетрясения. На их основе, например, по заданной магнитуде и глубине очага землетрясения можно оценить амплитуду волн в источнике и их длину, определить долю энергии землетрясения, переходящую в волну цунами или в иной динамический процесс.

Перед тем как перейти к связям «землетрясение-цунами» мы остановимся на некоторых эмпирических закономерностях для очагов землетрясений. Эти закономерности важны не только с методической точки зрения, многие из них будут нам полезны в дальнейшем для описания источника цунами.

Известно, что разрыв в очаге землетрясения распространяется с конечной скоростью, которая в большинстве случаев может быть оценена по формуле $V_r = 0.75 - 0.95 c_s$, где c_s – скорость поперечных сейсмических волн [Kanamori, Brodsky, 2004]. Продолжительность вспарывания разрыва T_r напрямую связана с размером площадки разрыва: $T_r \sim L/V_r$. Чем больше продолжительность вспарывания разрыва, тем протяженнее площадка разрыва и, соответственно, тем мощнее землетрясение. В спектре сейсмического сигнала обычно выделяются несколько диапазонов, внутри каждого из которых спектр пропорционален частоте в определенной степени [Brune, 1970; Гусев и др., 2017].

Частоты, при которых происходит изменение показателя степени, то есть наблюдается излом спектра, именуются «корнер-частотами» (corner - frequency). Опуская детали, с которыми читатель может ознакомиться в статье [Denolle, Shearer, 2016], заметим, что продолжительность вспарывания разрыва определяется по низшей корнер-частоте.

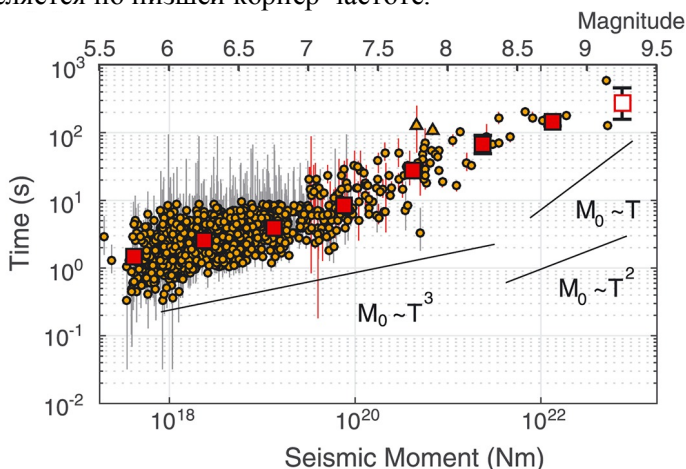


Рис. 2.1. Продолжительность вспарывания разрыва в очаге землетрясения (в секундах) как функция сейсмического момента (нижняя шкала) и моментной магнитуды (верхняя шкала). Фрагмент рисунка заимствован из работы [Denolle, Shearer, 2016]

На Рис. 2.1, который заимствован из работы [Denolle, Shearer, 2016], продолжительность вспарывания разрыва T_r , полученная по натурным данным, представлена как функция сейсмического момента. Верхняя шкала на графике показывает величину моментной магнитуды, которая однозначно связана с сейсмическим моментом формулой (1.2). Показанная на рисунке зависимость характеризуется значительным разбросом данных: при фиксированном значении магнитуды M_W продолжительность вспарывания разрыва может варьироваться более чем на порядок. Но тенденция увеличения величины T_r при возрастании магнитуды M_W прослеживается достаточно четко. Из Рис. 2.1

видно, что землетрясениям с магнитудой в интервале $5 < M_W < 6$ обычно свойственна продолжительность вспарывания разрыва порядка нескольких секунд, землетрясениям $7 < M_W < 8$ – десятки секунд, а землетрясениям $M_W > 8.5$ – сотни секунд.

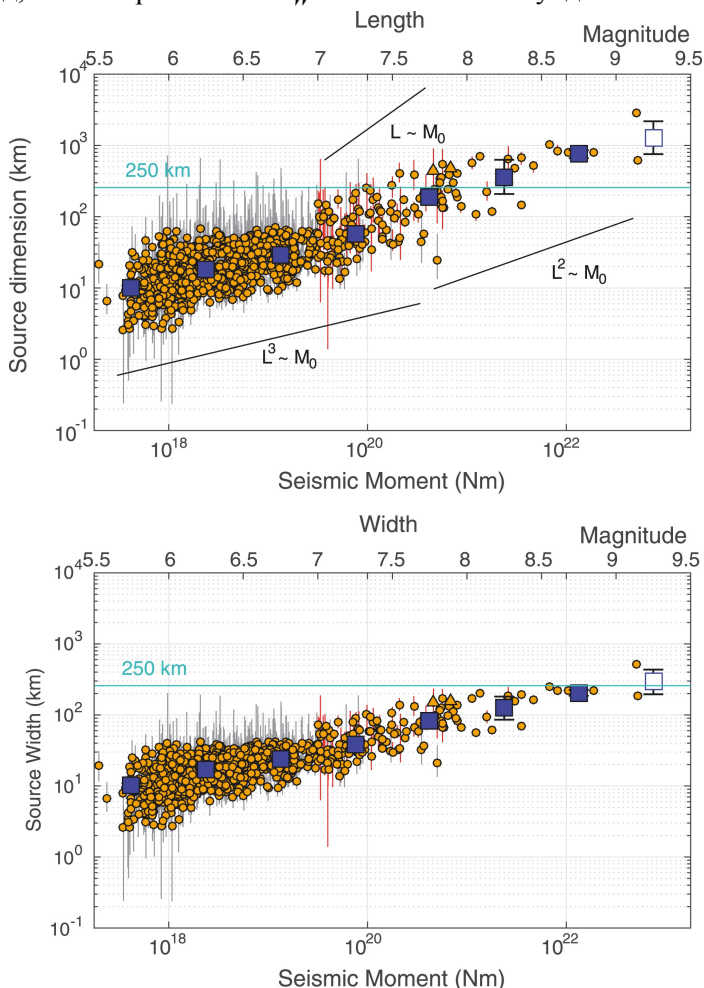


Рис. 2.2. Длина (вверху) и ширина (внизу) площадки разрыва (в километрах) как функция сейсмического момента (нижняя шкала) и моментной магнитуды (верхняя шкала). Рисунок заимствован из работы [Denolle, Shearer, 2016]

На Рис. 2.2 представлены зависимости длины и ширины площадки разрыва от сейсмического момента. Для определения длины использовалась первая (низшая) корнер-частота, а для определения ширины – вторая корнер-частота, которая для сильных землетрясений заметно отличается от первой. Детали определения размеров площадки разрыва описаны в работе, из которой заимствован этот рисунок [Denolle, Shearer, 2016]. Из рисунка видно, что для землетрясений с магнитудой $5 < M_W < 6$ длина и ширина площадки разрыва примерно равны и составляют порядка 10 км. Для землетрясений с магнитудой $7 < M_W < 8$ длина составляет десятки и сотни километров, причем длина начинает заметно преобладать над шириной. Для землетрясений с магнитудой $M_W > 8$ длина может достигать ~1000 км, а ширина ограничена величиной ~250 км. Отношение длины площадки разрыва к ширине варьируется в диапазоне от 1 до 4.

Рис. 2.1 и 2.2 построены по сейсмическим данным за период 1990–2015 гг, – они отражают современный уровень развития сейсмических сетей, регистрирующей аппаратуры, способов обработки данных и знаний о строении Земли. На более ранних этапах – во второй половине 20-го века – представления об очаге землетрясения были менее точными. Здесь уместно заметить, что такие широко используемые ныне характеристики землетрясения, как сейсмический момент и моментная магнитуда, были введены не так давно – в 60-70 гг 20-го века [Kanamori, 1963; Hanks, Kanamori, 1979].

В качестве первого примера эмпирических соотношений для очага землетрясения упомянем формулы Канамори и Андерсона, которые связывают между собой длину прямоугольной площадки разрыва L , ее ширину W и величину подвижки U [Kanamori, Anderson, 1975]:

$$L/W = 2, \quad U/L = 5 \cdot 10^{-5}. \quad (2.1)$$

Формулы (2.1) вкпе с определениями сейсмического момента (1.1) и моментной магнитуды (1.2) позволяют выразить размеры площадки разрыва и величину подвижки через моментную магнитуду землетрясения:

$$\log_{10} L[\text{км}] = 0.5 M_W - 1.92, \quad (2.2)$$

$$\log_{10} W[\text{км}] = 0.5 M_W - 2.22, \quad (2.3)$$

$$\log_{10} U[M] = 0.5 M_W - 3.22 . \quad (2.4)$$

Свободные коэффициенты в формулах (2.2)-(2.4) получены при значении модуля сдвига $\mu = 3 \cdot 10^{10} Pa$, которое является типичным для коровых землетрясений. Заметим, что формулы (2.2)-(2.4) используются как в системах предупреждения о цунами [e.g. Handbook for Tsunami Forecast, 2001], так и в исследованиях особенностей генерации цунами землетрясениями [Bolshakova, Nosov, 2011; Levin, Nosov, 2016].

Другой вариант эмпирических зависимостей, связывающих размеры прямоугольной площадки разрыва и величину подвижки с моментной магнитудой, предложен в работе [Wells, Coppersmith, 1994]:

$$\log_{10} L[км] = (0.59 \pm 0.02) M_W - (2.44 \pm 0.11) , \quad (2.5)$$

$$\log_{10} W[км] = (0.32 \pm 0.02) M_W - (1.01 \pm 0.1) , \quad (2.6)$$

$$\log_{10} U[M] = (0.69 \pm 0.08) M_W - (4.80 \pm 0.57) . \quad (2.7)$$

Регрессионные коэффициенты в формулах могут несколько варьироваться в зависимости от типа землетрясения («сдвиг», «взброс», или «сброс»). Коэффициенты, приведенные в формулах (2.5)-(2.7), – среднее по всем типам сейсмических событий в диапазоне магнитуд M_W от 4.8 до 8.1. Коэффициенты указаны со стандартными отклонениями.

Следует отметить, что простых аналитических выражений, связывающих между собой длину и ширину площадки разрыва, а также величину подвижки – типа (2.1), – авторы работы [Wells, Coppersmith, 1994] не предлагают. Т.е. базовыми эмпирическими соотношениями являются именно формулы (2.5)-(2.7). В этой связи трудно ожидать, что сейсмический момент, рассчитанный с использованием определения (1.1) и выражений (2.5)-(2.7), даст формулу, которая будет в точности совпадать с известной связью между сейсмическим моментом и моментной магнитудой (1.2). Действительно, применение (1.1) и (2.5)-(2.7) дает следующее выражение (в предположении $\mu = 3 \cdot 10^{10} Pa$):

$$\log_{10} \hat{M}_0[H \cdot м] = 1.6 M_W + 8.23 . \quad (2.8)$$

Записывая в аналогичном виде формулу (1.2), получаем:

$$\log_{10} M_0[H \cdot м] = 1.5 M_W + 9.105 . \quad (2.9)$$

Различие формул (2.8) и (2.9) налицо. Но несложно убедиться, что на самом деле при больших магнитудах различия между величинами \hat{M}_0 и M_0 невелики. Более того, при $M_W = 8.75$ значения совпадают: $\hat{M}_0 = M_0$. Определенным «оправданием» различия между формулами (2.8) и (2.9) является тот факт, что коэффициенты в (2.5)-(2.7) определены эмпирически, что допускает возможность существования некоторой ошибкой.

Эмпирические формулы из работы [Wells, Coppersmith, 1994] получили широкую известность. Они часто используются в различных приложениях и, в частности, для расчетов источников цунами [e.g. Gutscher et al., 2006; Liu et al., 2009; Куликов и др., 2019].

Еще один вариант эмпирических формул для очага землетрясения получен в работе [Leonard, 2010]. Эти формулы аналитически связывают между собой размеры площадки разрыва и величину подвижки:

$$W = C_1 L^\beta, \quad (2.10)$$

$$U = C_2 \sqrt{LW}, \quad (2.11)$$

где $\beta = 2/3$, а C_1 и C_2 – эмпирические константы, первая из которых является размерной, а вторая – безразмерной. Величины эмпирических констант зависят от типа землетрясения. Соответствующие значения сведены в Табл. 2.1.

Таблица 2.1. Значения эмпирических констант [Leonard, 2010]. В скобках приведен доверительный интервал 1σ

Тип землетрясения	$C_1, M^{1/3}$	C_2
Межплитовое, «взброс» или «сброс» (interplate dip-slip)	17.5 (12 – 25)	$3.8 (1.5 – 12) \cdot 10^{-5}$
Межплитовое, «сдвиг» (interplate strike-slip)	15 (11 – 20)	$3.7 (1.5 – 9) \cdot 10^{-5}$
Стабильные континентальные регионы, «взброс» или «сброс» (stable continental regions, dip-slip)	13.5 (11 – 17)	$7.3 (5 – 10) \cdot 10^{-5}$

Используя эмпирические связи (2.10) и (2.11), определение сейсмического момента (1.1) и связь момента с магнитудой (1.2), параметры очага землетрясения можно представить следующим набором формул:

$$\log_{10} L[M] = 3/5 M_W - 3/5 \log C_1 - 2/5 \log C_2 \mu + 3.642, \quad (2.12)$$

$$\log_{10} W[M] = 2/5 M_W + 3/5 \log C_1 - 4/15 \log C_2 \mu + 2.428, \quad (2.13)$$

$$\log_{10} U[M] = 1/2 M_W + 2/3 \log C_2 - 1/3 \log \mu + 3.035. \quad (2.14)$$

Для удобства дальнейшего практического использования подставим в выражения (2.12)-(2.14) средние значения констант для межплитовых землетрясений типа «взброс» или «сброс» («Interplate Dip-Slip») и значение модуля сдвига $\mu = 3.3 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, которое было использовано в работе [Leonard, 2010]. В итоге получаем следующие формулы:

$$\log_{10} L[км] = 3/5 M_W - 2.543, \quad (2.15)$$

$$\log_{10} W[км] = 2/5 M_W - 1.452, \quad (2.16)$$

$$\log_{10} U[M] = 1/2 M_W - 3.418. \quad (2.17)$$

При выборе значений констант C_1 и C_2 для получения формул (2.15)-(2.17) мы руководствовались тем, что эти формулы будут использованы при описании очагов цунами. Тип землетрясений, представленный в третьей строке Табл. 2.1 (стабильные континентальные регионы, «взброс» или «сброс» – «Stable continental regions, Dip-Slip»), очевидно, не имеет никакого отношения к генерации цунами. Цунамигенный потенциал межплитовых землетрясений типа «взброс» или «сброс» («Interplate Dip-Slip»), по сравнению с землетрясениями типа «сдвиг» («Interplate Strike-Slip»), несомненно выше, следовательно, приоритет за значениями из первой строки. И, наконец, ширина доверительного интервала позволяет считать различия между значениями констант в первой и второй строках Табл. 2.1 несущественными.

Сопоставление эмпирических зависимостей, которые были получены различными авторами, представлено на Рис. 2.3 и 2.4. Для краткости формулы (2.2)-(2.4), соответствующие работе [Kanamori, Anderson, 1975] будем маркировать «K&A, 1975», формулы (2.5)-(2.7) из [Wells, Coppersmith, 1994] – «W&C, 1994» и

формулы (2.15)-(2.17), соответствующие [Leonard, 2010], – «L, 2010».

Первое, что обращает на себя внимание на Рис. 2.3, – это очень хорошее согласование оценок длины площадки разрыва L по «W&C, 1994» и «L, 2010». Оценка «K&A, 1975» в данном случае несомненно занижена, причем различие возрастает с увеличением магнитуды.

Что касается ширины площадки разрыва W , то здесь наиболее близкими оказываются оценки «K&A, 1975» и «L, 2010». Оценка «W&C, 1994» в этом случае заметно занижает величину W .

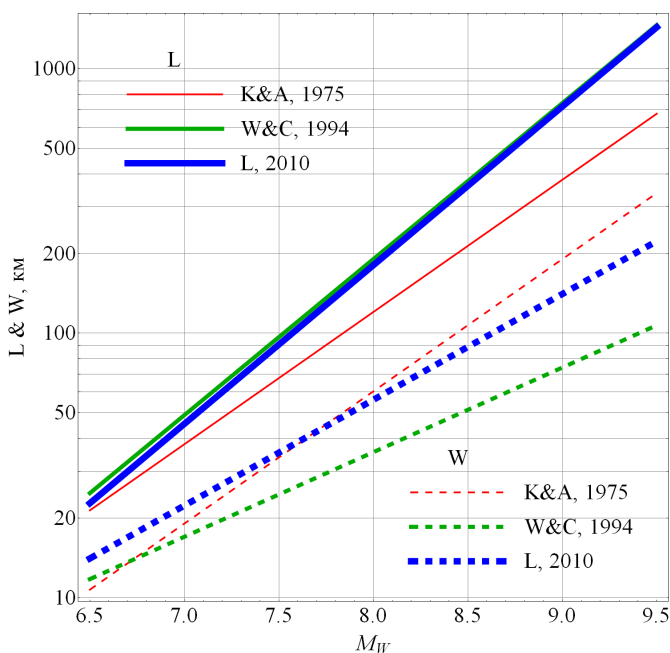


Рис. 2.3. Длина (сплошные линии) и ширина (пунктир) площадки разрыва как функции моментной магнитуды. Сопоставление эмпирических зависимостей, полученных различными авторами: «K&A, 1975» – формулы (2.2) и (2.3) [Kanatori, Anderson, 1975], «W&C, 1994» – формулы (2.5) и (2.6) [Wells, Coppersmith, 1994], «L, 2010» – формулы (2.15) и (2.16) [Leonard, 2010]

Далее обратимся к Рис. 2.4, из которого видно, что оценки величины подвижки U по «K&A, 1975» и «L, 2010» характеризуются одинаковым законом возрастания $U \sim 10^{0.5M_W}$, но «K&A, 1975» дает значения примерно в 1.5 большие, чем «L, 2010». Зависимость «W&C, 1994» показывает более быстрый рост величины подвижки с магнитудой $U \sim 10^{0.69M_W}$. Это приводит к существенной переоценке величины U при больших магнитудах. Впрочем, в диапазоне магнитуд от 7.5 до 8.5, на который приходится большинство цунамигенных землетрясений (см. Рис. 1.5), различия между «K&A, 1975», «W&C, 1994» и «L, 2010» можно считать несущественными.

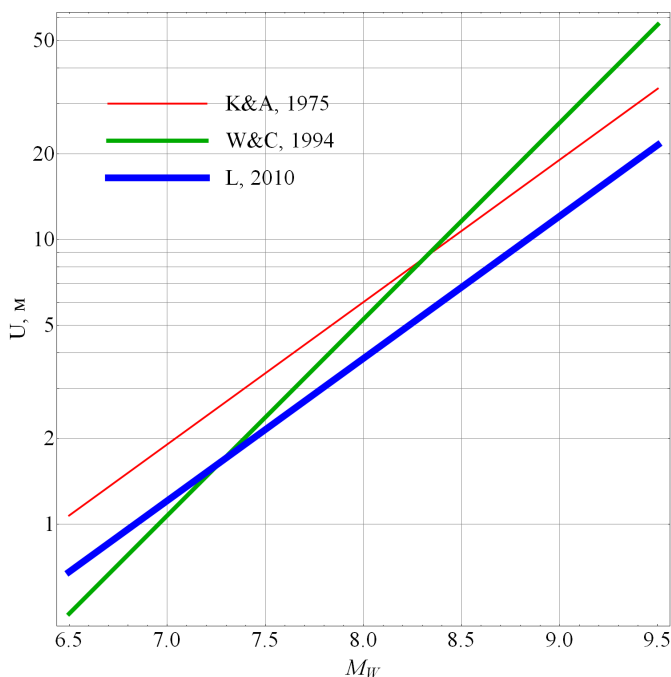


Рис. 2.4. Величина подвижки как функция моментной магнитуды. Сопоставление эмпирических зависимостей, полученных различными авторами: «K&A, 1975» – формула (2.4) [Kanamori, Anderson, 1975], «W&C, 1994» – формула (2.7) [Wells, Coppersmith, 1994], «L, 2010» – формула (2.17) [Leonard, 2010]

Еще одним важным физическим параметром землетрясения, для которого строят эмпирические соотношения, является энергия сейсмических волн, излученных землетрясением E_R . В работе [Kanamori, 1977] была предложена следующая простая связь величины E_R с сейсмическим моментом M_0 :

$$E_R / M_0 = 5 \cdot 10^{-5}. \quad (2.18)$$

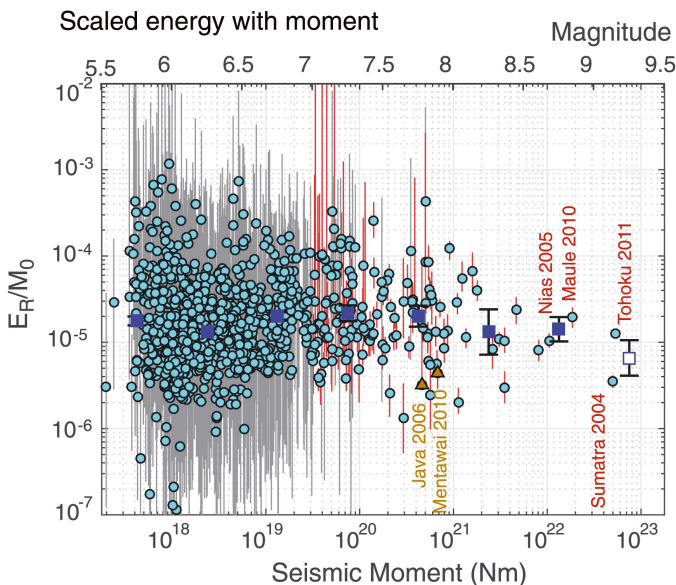


Рис. 2.5. Отношение энергии сейсмических волн к сейсмическому моменту как функция сейсмического момента. Фрагмент рисунка заимствован из работы [Denolle, Shearer, 2016]

Примечательно, что постоянство отношения E_R / M_0 , выявленное Канамори более 40 лет назад, подтверждается и современными натурными данными, по крайней мере для сильных землетрясений [Kanamori, Brodsky, 2004; Denolle, Shearer, 2016]. Зависимость отношения E_R / M_0 от сейсмического момента, построенная в работе [Denolle, Shearer, 2016] с использованием

сейсмических данных за период 1990 – 2015 гг., представлена на Рис. 2.5.

Из Рис. 2.5 видно, что при изменении сейсмического момента в диапазоне более 5 порядков никакой выраженной тенденции к изменению отношения E_R/M_0 не наблюдается. Среднее значение величины E_R/M_0 , полученное авторами [Denolle, Shearer, 2016], составляет $1.8(0.58 - 5.5) \cdot 10^{-5}$ (в скобках указан интервал стандартного отклонения). Полученная величина, в пределах доверительного интервала, соответствует значению, которое в свое время получил Канамори. Существование среднего значения величины E_R/M_0 , которое не зависит от сейсмического момента, не отменяет весьма значительного разброса данных. Отношение E_R/M_0 может варьироваться в диапазоне 4 порядков при фиксированной величине M_0 . Оранжевыми треугольниками на Рис. 2.5 показаны медленные землетрясения (Java 2006, Mentawai 2010). Эти события характеризуются уменьшенной скоростью испарывания разрыва и, соответственно, относительно низким уровнем излучения сейсмической энергии. Будучи таким образом «замаскированными» под слабое сейсмическое событие, медленные землетрясения могут сопровождаться значительными косейсмическими деформациями и способны эффективно возбуждать волны цунами. В этой связи медленные землетрясения часто называют цунами-землетрясениями [e.g. Scholz, 2019].

Энергию сейсмических волн E_R также связывают с магнитудой землетрясения. Первые варианты таких эмпирических связей были предложены еще в работах Гутенберга и Рихтера [Gutenberg, Richter, 1942, 1956]. Более или менее устоявшимся вариантом можно считать следующую формулу [Hanks, Kanamori, 1979; Choy et al., 2006]:

$$\log_{10} E_R[\text{Дж}] = 1.5 M_s + 4.8, \quad (2.19)$$

где M_s – магнитуда по поверхностным волнам. Но существуют и уточненные варианты этой формулы. На Рис. 2.6 представлена связь энергии E_R с магнитудой M_s , полученная в результате анализа 1754 мелкофокусных (< 70 км) землетрясений [Choy et al., 2006]. Из рисунка видно, что зависимость (2.19) с коэффициентом 4.8 в среднем переоценивает величину энергии примерно в 2.5

раза. При фиксированном наклоне (1.5) наилучшее соответствие с экспериментальными точками дает зависимость с коэффициентом 4.4. Впрочем, разброс значений столь велик, что различие между коэффициентами (4.8 или 4.4) можно не принимать во внимание.

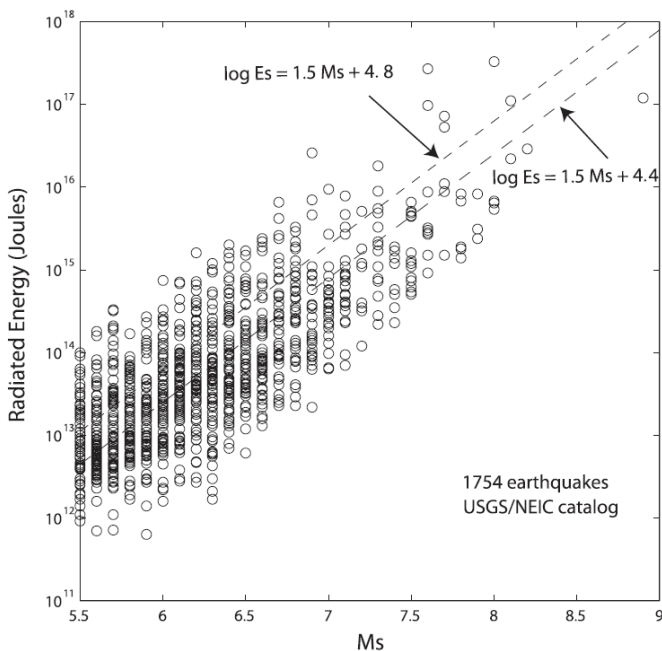


Рис. 2.6. Энергия сейсмических волн E_R как функция магнитуды M_s . Рисунок заимствован из работы [Choy et al., 2006]

Использование магнитуды M_s для оценки энергии ограничено не очень сильными и неглубокими землетрясениями. В работе [Hanks, Kanamori, 1979] было предложено энергию E_R определять независимо – из формулы (2.18), а магнитуду M_s заменить на новую величину M_W , которая свободна от указанных выше ограничений:

$$\log_{10} 5 \cdot 10^{-5} M_0 [\text{Дж}] = 1.5 M_W + 4.8, \quad (2.20)$$

в результате элементарных преобразований (2.20) получаем

$$\log_{10} M_0 [\text{Дж}] \approx 1.5 M_W + 9.101. \quad (2.21)$$

Выражение (2.21) почти точно соответствует (2.9) или (1.2). В дальнейшем для оценок энергии землетрясения мы будем использовать формулу

$$\log_{10} E_{EQ}[Дж] = 1.5 M_W + 4.8. \quad (2.21)$$

Далее представим некоторые эмпирические соотношения для источников цунами. В качестве первого примера приведем две эмпирические зависимости, полученные в работе [Доценко, Соловьев, 1990] для диапазона магнитуд $6.7 < M < 8.5$ в результате анализа волнового поля в очаге, восстановленного по измерениям на побережье. Первая зависимость связывает средний радиус очага цунами R_{TS} и магнитуду землетрясения M (тип магнитуды авторы не указывают)

$$\log_{10} R_{TS}[км] = (0.50 \pm 0.07) M - (2.1 \pm 0.6). \quad (2.22)$$

Заметим, что реальные очаги цунами, конечно, имеют не круговую, а более сложную, как правило, вытянутую форму. В любом случае, граница очага цунами – понятие весьма условное. Определить очаг цунами сейсмического происхождения можно как область, в которой в результате землетрясения произошли заметные остаточные деформации дна. Область очага цунами восстанавливается по мареографическим записям волн методом обратных изохрон [Satake, Imamura, 1995].

Вторая зависимость связывает амплитуду смещения поверхности океана в очаге цунами ξ с магнитудой землетрясения

$$\log_{10} \xi[M] = (0.8 \pm 0.1) M - (5.6 \pm 1.0). \quad (2.23)$$

Величина ξ может также рассматриваться как амплитуда вертикального остаточного смещения дна. Интервальные оценки в формулах (2.22) и (2.23) соответствуют 80%-й вероятности.

Модель «макроейсмического» источника цунами [Поплавская, 1980; Поплавский и др., 2012] предполагает, что очаг имеет эллиптическую форму и характеризуется длинами полуосей a и b , а также максимальным поднятием воды ξ . Оригинальные эмпирические формулы, которые описывают параметры «макроейсмического» источника, имеют следующий вид:

$$a = (L + 2h) / 2, \quad (2.24)$$

$$b = h, \quad (2.25)$$

$$\log_{10} \xi[M] = 0.97(J_{\max} - 8.95), \quad (2.26)$$

где L – длина разлома, h – глубина землетрясения, J_{\max} – максимальная интенсивность сотрясений. Величины L и J_{\max} вычисляются по формулам

$$\log_{10} L[\text{км}] = 0.5M - 1.8, \quad (2.27)$$

$$J_{\max} = 1.6(1.5)M - 4.3(4.5) \log_{10} h + 3.3(4.5), \quad (2.28)$$

где M – магнитуда землетрясения (авторы не уточняют какая именно). Эмпирические константы соответствуют следующим регионам: Японское море и Южные Курилы (в скобках).

Заметим, что формулы (2.24)-(2.28) в настоящее время представляют скорее не научный, а исторический интерес. В частности, предположение (2.25) о том, что ширина очага цунами связана только с глубиной сейсмического источника и никак не зависит от магнитуды, очевидно, не соответствует действительности. Формула, применяемая для оценки длины разлома (2.27), более или менее близка к соответствующей связи (2.2) [Kanamori, Anderson, 1975], но заметно отличается от зависимостей (2.5) [Wells, Coppersmith, 1994] и (2.15) [Leonard, 2010].

В завершение этого раздела обратимся к связи энергии цунами с магнитудой землетрясения. Одна из первых таких зависимостей, а именно связь потенциальной энергии начального возвышения с моментной магнитудой, была получена в работе [Kajiura, 1981]:

$$\log_{10} E_{TS}[\text{Дж}] = 2.0 M_W - 2.46. \quad (2.29)$$

Энергия E_{TS} рассчитывается по смещению свободной поверхности ξ в соответствии с формулой

$$E_{TS} = \frac{\rho g}{2} \iint \xi^2 ds, \quad (2.30)$$

где ρ – плотность воды, g – ускорение силы тяжести. Интеграл (2.30) вычисляется по области, где присутствуют заметные смещения свободной поверхности воды. Величина E_{TS} именуется «доступная потенциальная энергия». Физический смысл этой величины – разница между потенциальными энергиями водного слоя с возмущенной и невозмущенной свободной поверхностью. Именно эта энергия в дальнейшем переходит к волнам цунами.

При вертикальном смещении водного слоя в поле силы тяжести землетрясение совершает работу, изменяя потенциальную энергию водного слоя на величину

$$A_{EQ} = \rho g \iint H\eta ds, \quad (2.31)$$

где H – глубина океана, η – косейсмическое смещение поверхности дна. Учитывая, что в очаге цунами смещение свободной поверхности воды примерно совпадает с косейсмическим смещением дна ($\xi \approx \eta$), из сопоставления формул (2.30) и (2.31) получаем следующую оценку:

$$E_{TS} / A_{EQ} \sim \eta / H. \quad (2.32)$$

В большинстве случаев $\eta / H \ll 1$. Следовательно, основная часть энергии, передаваемой от землетрясения водному слою, остается «недоступной» для волн цунами.

Используя теорию нормальных мод, Окал [Okal, 2003] аналитически получил соотношение, связывающее энергию цунами в дальней зоне с сейсмическим моментом M_0 (дин × см):

$$E_{TS}[\text{эрг}] = 7.4 \cdot 10^{-17} M_0^{4/3}. \quad (2.33)$$

Переходя в формуле (2.33) к единицам СИ и выражая сейсмический момент через моментную магнитуду посредством формулы (1.2), несложно переписать формулу (2.33) в терминах моментной магнитуды:

$$\log_{10} E_{TS}[\text{Дж}] = 2.0 M_W - 1.66. \quad (2.34)$$

Примечательно, что несмотря на разницу в подходах, примененных для получения выражений (2.29) и (2.34), они демонстрируют впечатляющее сходство. Однако, формула Каджиуры (2.29) дает значения энергии, заниженные приблизительно в 6.3 раза по сравнению с формулой Окала (2.34). Что касается точности теоретических оценок энергии цунами, как отмечал сам Окал [Okal, 2003], к сожалению не существует экспериментальных методов, позволяющих измерить энергию сильных трансокеанских цунами. Возможно, что единственный более-менее надежный метод оценки энергии цунами состоит в расчете потенциальной энергии начального возвышения.

Глава 3

Механизм генерации волн движениями дна

В этом разделе мы представим ряд теоретических результатов, имеющих важное значение для понимания особенностей формирования цунами землетрясением. В настоящее время не вызывает сомнений, что большая часть волн цунами возникает в результате сейсмических движений дна океана в некоторой области, расположенной вблизи эпицентра землетрясения [Hammack, 1973; Yamashita, Sato, 1974; Okal, 1988; Доценко, Соловьев, 1995; Пелиновский, 1996; Носов, 2014; Liu, 2020]. Эта область, именуемая очагом или источником цунами, может быть восстановлена по записям волн методом обратных изохрон [e.g. Satake, Imamura, 1995]. Примечательно, что восстановленный таким образом очаг цунами обычно неплохо соответствует области проявления афтершоков цунамигенного землетрясения.

Для понимания того, какие именно движения дна способны приводить к формированию волн цунами, рассмотрим безграничный по горизонтали слой однородной несжимаемой жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести (Рис. 3.1). Начало прямоугольной системы координат $Oxyz$ расположим на невозмущенной свободной поверхности воды, ось Oz направим вертикально вверх, оси Ox и Oy – по горизонтали. Источником волновых возмущений в слое жидкости будет служить динамическое смещение поверхности дна $\eta(x, y, t)$. Амплитуду смещения будем полагать малой величиной по сравнению с глубиной океана: $|\eta| \ll H$. Это предположение позволяет рассматривать задачу в линейной постановке. Заметим, что предположение о малости амплитуды смещения дна в большинстве случаев очень хорошо соответствует реальности.

Для нахождения волновых возмущений, вызываемых деформацией дна, будем решать задачу относительно потенциала скорости течения F [Levin, Nosov, 2016; Носов, 2019; Liu, 2020]:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0, \quad (3.1)$$

$$g \frac{\partial F}{\partial z} = - \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad z=0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad z=-H. \quad (3.3)$$

Искомое возмущение свободной поверхности ξ связано с потенциалом следующей формулой:

$$\xi = - \frac{1}{g} \frac{\partial F}{\partial t} \Big|_{z=0}. \quad (3.4)$$

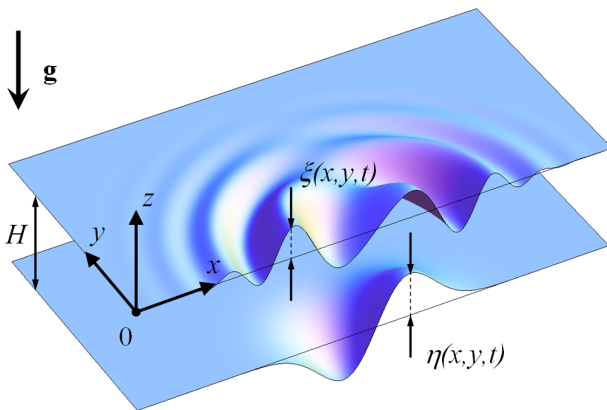


Рис. 3.1. Математическая постановка задачи о генерации волн в слое жидкости динамическими смещениями поверхности дна

Задача (3.1)-(3.3) имеет аналитическое решение, ход получения которого подробно описан в [Носов, 2019]. Здесь мы приведем только итоговую формулу для возмущения свободной поверхности

$$\xi = \frac{1}{8\pi^3} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \frac{p^2 \exp(pt - imx - iny)}{ch(kH) [gk th(kH) + p^2]} H(p, m, n), \quad (3.5)$$

где

$$H(p, m, n) = \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp(-pt + imx + iny) \eta(x, y, t), \quad (3.6)$$

$$k^2 = m^2 + n^2. \quad (3.7)$$

Из аналитического решения задачи о генерации цунами движениями дна следует, что спектр смещения водной поверхности – подынтегральная функция в формуле (3.5) – промодулирован быстро затухающей функцией $1/ch(kH)$, где k – волновое число. Это накладывает существенные ограничения на спектральный состав волн на поверхности водного слоя, которые возбуждаются движениями дна. Длина волн оказывается ограниченной снизу величиной $\lambda \sim H$ («сглаживающий эффект» водного слоя). В частотном диапазоне также имеется соответствующее ограничение, на котором мы остановимся подробнее.

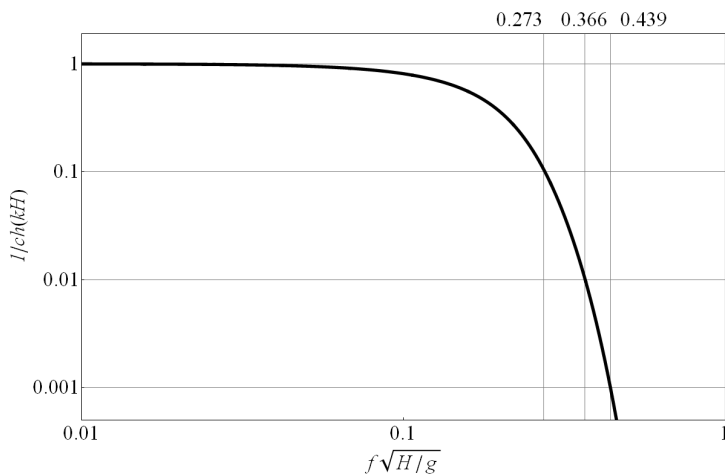


Рис. 3.2. Величина $1/ch(kH)$, определяющая амплитуду гравитационных поверхностных волн, возбуждаемых колебаниями дна, в зависимости от безразмерной частоты этих колебаний

Величина kH , входящая в модулирующую функцию, связана с циклической частотой ω ($\omega = 2\pi f$) дисперсионным соотношением для гравитационных поверхностных волн на воде: $\omega^2 = gk \tanh(kH)$. Используя дисперсионное соотношение, величину $1/ch(kH)$ можно представить в форме частотной зависимости. На Рис. 3.2 величина $1/ch(kH)$ построена как функция безразмерной частоты $f\sqrt{H/g}$. Из рисунка видно, что при малых частотах величина $1/ch(kH)$ близка к 1, – это диапазон недиспергирующих длинных волн. С ростом частоты мы переходим в диапазон диспергирующих волн, в котором величина $1/ch(kH)$ начинает экспоненциально быстро уменьшаться.

Установим пороговое значение частоты f_g , при превышении которого амплитуду возбуждаемых волн можно полагать пренебрежимо малой. Например, такое пороговое значение частоты можно определить из условия десятикратного, стократного или тысячекратного ослабления поверхностных волн. Из Рис. 3.2 видно, что соответствующие значения критических частот являются довольно близкими: $f_{10} \approx 0.273\sqrt{g/H}$, $f_{100} \approx 0.366\sqrt{g/H}$ и $f_{1000} \approx 0.439\sqrt{g/H}$. Следовательно, для оценки критической частоты можно пользоваться любой из этих трех величин. Для определенности в качестве пороговой частоты мы выберем

$$f_g \equiv f_{100} \approx 0.366\sqrt{g/H}. \quad (3.8)$$

Итак, при колебаниях дна возбуждение гравитационных поверхностных волн (цунами) возможно только в частотном диапазоне $f < f_g$. Заметим, что пороговая частота f_g при типичных океанских глубинах ($H = 4000 \text{ м}$) является весьма низкой: $f_g \approx 0.02 \text{ Гц}$. В силу того, что остаточные деформации дна соответствуют нулевой частоте, они никогда не могут превысить пороговую частоту f_g . Именно поэтому остаточные деформации вносят основной вклад в генерацию цунами. Вклад иных движений дна – сейсмических колебаний с различными

частотами – заведомо ослаблен, так как значительная доля энергии этих колебаний приходится на диапазон $f > f_g$.

Следующее замечание касается роли эффектов сжимаемости воды. Известно, что сжимаемый водный слой, ограниченный свободной поверхностью сверху и абсолютно жестким дном снизу, представляет собой волновод [e.g. Толстой, Клей, 1969]. Акустические волны в таком волноводе существуют только при частотах, превышающих частоту отсечки $f_{ac} = c/4H$, где c – скорость звука в воде. Примечательно, что для условий нашей планеты при любой глубине океана выполняется неравенство $f_{ac} > f_g$. В силу того, что гравитационные поверхностные волны возбуждаются движениями дна с частотами $f < f_g$, частотные диапазоны волн цунами и гидроакустических волн не пересекаются. В этой связи эффектами сжимаемости воды в задаче о динамике цунами целесообразно пренебречь, по крайней мере в первом приближении. Заметим, что сжимаемость воды и упругость дна оказывают слабое влияние на цунами, проявление этих факторов наблюдается только при распространении волн на трансокеанские расстояния [e.g. Watada et al., 2014]. При очень быстрых движениях дна нельзя исключить возможность дополнительного вклада в генерацию цунами нелинейных акустических эффектов [Новикова, Островский, 1982; Носов, Колесов, 2005, Levin, Nosov, 2016].

Далее проведем сравнительную оценку гидростатического и динамического давления, которое действует на подвижное океаническое дно. Для определенности рассмотрим безграничный по горизонтали океан фиксированной глубины H . Гидростатическое давление на дно определяется известной формулой: $p_{st} = \rho g H$, где ρ – плотность воды. Предположим, что достаточно протяженный участок дна совершает гармонические колебания с амплитудой η и циклической частотой ω в вертикальном направлении. В этом случае над подвижным участком дна к гидростатическому давлению добавится динамическая компонента, амплитуду которой можно рассчитать, используя второй закон Ньютона: $p_d = \rho H \eta \omega^2$. Вообще говоря, колебания дна вызывают гравитационные поверхностные волны с

амплитудой $\sim \eta$. И эти волны также создают динамические вариации придонного давления. Но относительная амплитуда этих вариаций заведомо мала ($\sim \eta/H \ll 1$), поэтому мы их исключаем из рассмотрения.

Найдем отношение динамической компоненты давления к гидростатической

$$\frac{p_d}{p_{st}} = \frac{\eta \omega^2}{g}. \quad (3.9)$$

Из формулы (3.9) можно заключить, что отношение давлений определяется отношением ускорения сейсмических колебаний дна к ускорению силы тяжести. Значимость динамической компоненты возрастает пропорционально квадрату частоты колебаний дна. Частотный диапазон, в котором возможна генерация цунами, ограничен сверху величиной f_g . Реальные сейсмические движения дна, несомненно, будут иметь в своем спектре и более высокие частоты. Но если мы отфильтруем высокочастотные компоненты $f > f_g$, то с точки зрения задачи о генерации цунами ничего не изменится. В этой связи частоту колебаний дна целесообразно ограничить сверху величиной f_g . Подставляя в формулу (3.9) соответствующее критическое значение циклической частоты $\omega_g = 2\pi f_g$, получаем следующую оценку:

$$\frac{p_d}{p_{st}} < 5.3 \frac{\eta}{H}. \quad (3.10)$$

В силу того, что амплитуда сейсмических колебаний дна существенно меньше глубины океана ($\eta/H \ll 1$), динамической компонентой давления можно пренебречь. Иными словами, давление на дно океана во время процесса генерации цунами определяется главным образом гидростатической компонентой.

В гидродинамических задачах при постановке граничных условий на твердых поверхностях принято различать нормальную и тангенциальную компоненты скорости течения жидкости. В задаче о генерации цунами такой твердой поверхностью является дно океана, которое при землетрясении может перемещаться как в

своей плоскости, так и в нормальном направлении. Будем эти движения называть тангенциальными и нормальными. Вытеснение воды, очевидно, ассоциируется с нормальными движениями дна.

Сопоставим эффективность нормальных и тангенциальных движений дна с точки зрения передачи энергии водному слою. Будем рассматривать деформацию дна с остаточным смещением, во время которой участок поверхности дна смещается на расстояние η за время τ : один раз в тангенциальном направлении, а в другой раз – в нормальном.

Во время движения дна в своей плоскости со стороны дна на водный слой действует напряжение, которое может быть оценено по формуле $T_t = \rho C_B u^2$, где ρ – плотность воды, C_B – безразмерный эмпирический коэффициент, значение которого обычно полагают равным 0.0025, u – скорость потока (в нашем случае $u = \eta/\tau$) [Levin, Nosov, 2016]. Энергию, передаваемую водному слою единицей поверхности дна, движущегося в своей плоскости, будем оценивать как работу напряжения T_t на пути η :

$$W_t = \rho C_B u^2 \eta = \rho C_B \eta^3 / \tau^2 . \quad (3.11)$$

Как мы установили выше, на поверхность дна действует нормальное напряжение, определяемое главным образом гидростатическим давлением $T_n = \rho g H$. Энергию, передаваемую водному слою единицей поверхности дна при его движении в нормальном направлении, оцениваем как работу напряжения T_n на пути η :

$$W_n = \rho g H \eta . \quad (3.12)$$

Отношение энергий, передаваемых водному слою тангенциальными и нормальными движениями дна, определяется формулой

$$\frac{W_t}{W_n} = \frac{C_B u^2}{g H} . \quad (3.13)$$

Даже в случае весьма высоких скоростей смещения дна (~ 1 м/с) и малых глубин (~ 1 м) имеем $C_B u^2 / g H \sim 10^{-4}$. При типичных значениях скорости движения дна и глубины океана ($u \sim 0.1$ м/с ,

$H \sim 10^3 \text{ м}$) условие $W_t/W_n \ll 1$ выполняется с очень хорошим запасом. Следовательно, движения дна в своей плоскости не вносят никакого заметного вклада в энергию волн цунами.

На основе выполненных выше оценок можно сделать два важнейших вывода: (1) волны цунами образуются исключительно низкочастотными сейсмическими движениями дна ($f < f_g$), причем ведущая роль в генерации волн принадлежит остаточным (косейсмическим) смещениям дна; (2) к генерации цунами при землетрясении приводят движения дна в нормальном к поверхности дна направлении, т.е. именно те движения, которые сопровождаются вытеснением воды.

Глава 4

Формулы Окада

В предшествующем разделе мы установили, что основным механизмом генерации цунами при землетрясении является вытеснение воды остаточными (косейсмическими) деформациями дна. Динамические эффекты (колебания дна без остаточных смещений) имеют второстепенное значение. Для численного воспроизведения волн цунами сейсмического происхождения необходимо уметь рассчитывать остаточные деформации дна по параметрам землетрясения. Выполнить такой расчет можно с использованием аналитического решения стационарной задачи теории упругости.

Напряжения и смещения, вызываемые источниками внутри упругого полупространства, исследовались многими авторами [e.g. Chinnery, 1961; Maruyama, 1964; Press, 1965; Savage, Hastie, 1966; Гусяков, 1978; Matsu'ura, Tanimoto, 1980]. При расчетах остаточных деформаций дна океана в очаге цунами, как правило, ссылаются на работу [Okada, 1985], автор которой собрал, систематизировал и тщательно проверил весьма громоздкие расчетные формулы. Теперь эти формулы принято именовать формулами Окада. Подчеркнем, что формулы Окада позволяют рассчитать только остаточные, т.е. статические деформации. Для восстановления динамики деформации дна следует решать иную, более общую задачу.

Далее мы изложим те результаты Окада, которые относятся к вычислению остаточных смещений поверхности упругого полупространства. Во избежание путаницы и опечаток, мы будем в точности следовать обозначениям, принятым в оригинальной статье [Okada, 1985].

Расположим начало прямоугольной системы координат $Oxyz$ на поверхности упругого полупространства (Рис. 4.1). Упругая среда занимает область $z \leq 0$. Внутри упругого полупространства расположена прямоугольная площадка разрыва – очаг землетрясения. Верхняя и нижняя кромки площадки разрыва

параллельны поверхности упругого полупространства – плоскости $z = 0$. Глубина очага характеризуется z -координатой нижней кромки площадки разрыва d . Ось $0x$ направим вдоль верхней (нижней) кромки площадки разрыва. Это направление именуется направлением простирания (strike). Площадка разрыва имеет длину L (верхняя и нижняя кромки) и ширину W (боковые кромки). Площадка разрыва расположена под углом δ к горизонтальной плоскости, – этот угол называется углом падения (dip angle). Соответствующее направление – вдоль боковых кромок площадки разрыва – именуется направлением падения (dip).

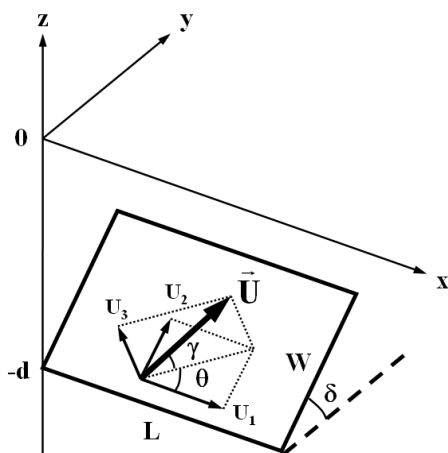


Рис. 4.1. Постановка задачи об остаточных деформациях поверхности упругого полупространства, вызываемых прямоугольным источником. $\vec{U} = (U_1, U_2, U_3)$ – вектор смещения всякого бока относительно лежащего и его компоненты, L – длина площадки разрыва, W – ширина площадки разрыва, d – глубина нижней кромки площадки разрыва, δ (Dip), θ (Rake) и γ – углы, характеризующие положение площадки разрыва в пространстве и направление подвижки

Подвижка предполагается постоянной вдоль площадки разрыва. Подвижка задается вектором Бюргера $\vec{U} = (U_1, U_2, U_3)$, который показывает направление и величину смещения висячего бока (hanging-wall block) относительно лежащего бока (foot-wall block). Компоненты вектора Бюргера соответствуют: U_1 – сдвигу в направлении простирания (strike-slip), U_2 – сдвигу по падению (dip-slip) и U_3 – расхождению или схождению блоков, т.е. смещению в направлении, перпендикулярном площадке разрыва (tensile fault).

Далее мы приведем формулы Окада, которые позволяют рассчитать векторное поле косейсмических смещений $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ поверхности безграничного упругого полупространства, внутри которого находится описанный выше прямоугольный источник. Для сокращения записи будем использовать традиционное обозначение «||», именуемое «Chinnery's notation»:

$$f(\xi, \eta) \parallel = f(x, p) - f(x, p - W) - f(x - L, p) + f(x - L, p - W). \quad (4.1)$$

Смещения, вызываемые подвижками типа «сдвиг» (strike-slip), «взброс» или «сброс» (dip-slip) и «расхождение» (tensile fault), представлены отдельно. В общем случае смещения, вызванные каждой из компонент (U_1, U_2, U_3) , суммируются.

«сдвиг» (strike-slip)

$$u_x = -\frac{U_1}{2\pi} \left[\frac{\xi q}{R(R + \eta)} + \arctg\left(\frac{\xi \eta}{qR}\right) + I_1 \sin \delta \right] \parallel, \quad (4.2)$$

$$u_y = -\frac{U_1}{2\pi} \left[\frac{\tilde{y} q}{R(R + \eta)} + \frac{q \cos \delta}{R + \eta} + I_2 \sin \delta \right] \parallel, \quad (4.3)$$

$$u_z = -\frac{U_1}{2\pi} \left[\frac{\tilde{d} q}{R(R + \eta)} + \frac{q \sin \delta}{R + \eta} + I_4 \sin \delta \right] \parallel. \quad (4.4)$$

«взброс» или «сброс» (dip-slip)

$$u_x = -\frac{U_2}{2\pi} \left[\frac{q}{R} - I_3 \sin \delta \cos \delta \right] \parallel, \quad (4.5)$$

$$u_y = -\frac{U_2}{2\pi} \left[\frac{\tilde{y}q}{R(R+\xi)} + \cos \delta \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi\eta}{qR} \right) - I_1 \sin \delta \cos \delta \right] \parallel, \quad (4.6)$$

$$u_z = -\frac{U_2}{2\pi} \left[\frac{\tilde{d}q}{R(R+\xi)} + \sin \delta \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi\eta}{qR} \right) - I_5 \sin \delta \cos \delta \right] \parallel. \quad (4.7)$$

«расхождение» (tensile fault)

$$u_x = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{q^2}{R(R+\eta)} - I_3 \sin^2 \delta \right] \parallel, \quad (4.8)$$

$$u_y = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{-\tilde{d}q}{R(R+\xi)} - \sin \delta \left\{ \frac{\xi q}{R(R+\eta)} - \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi\eta}{qR} \right) \right\} - I_1 \sin^2 \delta \right] \parallel, \quad (4.9)$$

$$u_z = \frac{U_3}{2\pi} \left[\frac{\tilde{y}q}{R(R+\xi)} + \cos \delta \left\{ \frac{\xi q}{R(R+\eta)} - \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi\eta}{qR} \right) \right\} - I_5 \sin^2 \delta \right] \parallel, \quad (4.10)$$

где

$$I_1 = -\frac{\mu}{\lambda + \mu} \left[\frac{\xi}{(R + \tilde{d}) \cos \delta} \right] - I_5 \operatorname{tg} \delta, \quad (4.11)$$

$$I_2 = -\frac{\mu}{\lambda + \mu} \ln(R + \eta) - I_3, \quad (4.12)$$

$$I_3 = \frac{\mu}{\lambda + \mu} \left[\frac{\tilde{y}}{(R + \tilde{d}) \cos \delta} - \ln(R + \eta) \right] + I_4 \operatorname{tg} \delta, \quad (4.13)$$

$$I_4 = \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{\cos \delta} \left[\ln(R + \tilde{d}) - \sin \delta \ln(R + \eta) \right], \quad (4.14)$$

$$I_5 = \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{2}{\cos \delta} \operatorname{arctg} \left(\frac{\eta(X + q \cos \delta) + X(R + X) \sin \delta}{\xi(R + X) \cos \delta} \right), \quad (4.15)$$

$$p = y \cos \delta + d \sin \delta, \quad (4.16)$$

$$q = y \sin \delta - d \cos \delta, \quad (4.17)$$

$$\tilde{y} = \eta \cos \delta + q \sin \delta, \quad (4.18)$$

$$\tilde{d} = \eta \sin \delta - q \cos \delta, \quad (4.19)$$

$$R^2 = \xi^2 + \eta^2 + q^2, \quad (4.20)$$

$$X^2 = \xi^2 + q^2. \quad (4.21)$$

При определенных условиях некоторые члены в приведенных выше формулах становятся сингулярными. Во избежание этого необходимо следовать определенному набору правил.

(1) Если $\cos \delta = 0$, то вместо формул (4.11)-(4.15) следует использовать выражения:

$$I_1 = -\frac{\mu}{2(\lambda + \mu)} \frac{\xi q}{(R + \tilde{d})^2}, \quad (4.22)$$

$$I_2 = -\frac{\mu}{\lambda + \mu} \ln(R + \eta) - I_3, \quad (4.23)$$

$$I_3 = \frac{\mu}{2(\lambda + \mu)} \left[\frac{\eta}{R + \tilde{d}} + \frac{\tilde{y} q}{(R + \tilde{d})^2} - \ln(R + \eta) \right], \quad (4.24)$$

$$I_4 = -\frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{q}{R + \tilde{d}}, \quad (4.25)$$

$$I_5 = -\frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{\xi \sin \delta}{R + \tilde{d}}. \quad (4.26)$$

(2) Если $q = 0$, то следует положить $\arctg(\xi\eta/qR) = 0$ в уравнениях (4.2)-(4.10).

(3) Если $\xi = 0$, то следует положить $I_5 = 0$ в уравнении (4.15).

(4) Если $R + \eta = 0$, то в уравнениях (4.2)-(4.15) следует положить все члены, которые содержат величину $R + \eta$ в знаменателях, равными нулю, и заменить $\ln(R + \eta)$ на $-\ln(R - \eta)$ в уравнениях (4.12)-(4.14), (4.23) и (4.24).

В формулы Окада входят константы Ламе λ и μ , характеризующие упругие свойства среды. Эти константы всегда входят в форме отношения

$$\kappa \equiv \frac{\mu}{\lambda + \mu}. \quad (4.27)$$

С учетом формул, связывающих скорости продольных c_p и поперечных c_s сейсмических волн с константами Ламе

$$c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (4.28)$$

где ρ – плотность упругой среды, формулу (3.27) можно переписать следующим образом:

$$\kappa = \frac{c_s^2}{c_p^2 - c_s^2}. \quad (4.29)$$

Для выявления диапазона изменчивости величины κ в реальных природных условиях был проведен следующий анализ. Из сейсмического каталога СМТ (<http://www.globalcmt.org/>) [Ekström et al., 2012] были выбраны все подводные землетрясения с моментной магнитудой $M_w \geq 6$ (около 3600 событий за период

1976-2012 гг). По координатам и глубине для каждого сейсмического события в соответствии с глобальной моделью CRUST2.0 (<http://igppweb.ucsd.edu/~gabi/crust2.html>) [Bassin, et al., 2000], которая содержит данные в том числе и о скоростях c_p и c_s , была определена интересующая нас величина κ . Оказалось, что для реальных подводных землетрясений величина κ варьируется в диапазоне от 0.42 до 0.52 [Levin, Nosov, 2016].

Возможен и иной способ оценки величины κ . Заметим известную в теории упругости связь [Ландау, Лифшиц, 1987] $\kappa = 2\sigma$, где σ – коэффициент Пуассона. Для горных пород величина σ изменяется в пределах от 0.1 до 0.4. Но для базальта и большинства кристаллических пород коэффициент Пуассона близок к 0.25. Следовательно, можно полагать $\kappa \approx 0.5$.

Вариации величины κ в указанном диапазоне слабо влияют на результат – остаточные смещения океанического дна (до нескольких процентов). Поэтому при расчетах остаточных смещений в очагах цунами целесообразно принять следующее простое предположение: $\kappa = 0.5$.

Таблица 4.1. Смещения, рассчитанные по формулам Окада

	u_x	u_y	u_z
Case 1:	$x = 2; y = 3; d = 4; \delta = 70^\circ; L = 3; W = 2$		
Strike	-8.689E-3	-4.298E-3	-2.747E-3
Dip	-4.682E-3	-3.527E-2	-3.564E-2
Tensile	-2.660E-4	+1.056E-2	+3.214E-3
Case 2:	$x = 0; y = 0; d = 4; \delta = 90^\circ; L = 3; W = 2$		
Strike	0	+5.253E-3	0
Dip	0	0	0
Tensile	+1.223E-2	0	-1.606E-2
Case 3:	$x = 0; y = 0; d = 4; \delta = -90^\circ; L = 3; W = 2$		
Strike	0	-1.303E-3	0
Dip	0	0	0
Tensile	+3.507E-3	0	-7.740E-3

В Табл. 4.1, заимствованной из работы [Okada, 1985], сведены значения смещений, которые должны получаться при использовании формул Окада с тремя определенными наборами входных параметров. Во всех случаях полагалось $\lambda = \mu$. Таблица предназначена для проверки корректности численных кодов, создаваемых на основе формул Окада.

В заключение раздела заметим, что кроме формул Окада существуют и более сложные решения, позволяющие учитывать сферичность и радиальную расслоенность планеты [Pollitz, 1996]. При использовании формул Окада в геофизических приложениях следует иметь в виду, что влиянием сферичности Земли можно пренебречь в случае мелкофокусных землетрясений, если эпицентральные расстояния не превышают 20° . Но вертикальные и горизонтальные неоднородности упругой среды могут оказывать значительное влияние на поле смещений. Анализ того, как именно означенные выше факторы влияют на поле смещений, содержится, например, в работе [Nostro et al., 1999].

Глава 5

Представление очага цунамигенного землетрясения прямоугольной площадкой разрыва

В простейшем случае очаг цунамигенного землетрясения может быть представлен прямоугольной площадкой разрыва с однородным распределением подвижки. Именно для такого сейсмического источника имеют силу формулы Окада, (см. раздел 4). Очагам большинства сильных землетрясений, которые способны возбуждать волны цунами, свойственна сдвиговая природа, т.е. вектор Бюргерса имеет только две отличные от нуля компоненты: $\vec{U} = (U_1, U_2, 0)$. Геометрия источника сдвигового типа представлена на Рис. 5.1.

Для рассмотрения реальных сейсмических событий необходимо связать прямоугольную систему координат $Oxyz$, используемую при записи формул Окада, с географическими координатами эпицентра землетрясения, ориентируя ось Ox в направлении простирания. Угол простирания ϕ (Strike) отсчитывается по часовой стрелке от направления «Север».

Несмотря на то, что формулы Окада являются аналитическими выражениями, выявление на их основе каких-либо общих закономерностей представляется нетривиальной задачей. И дело здесь не только в громоздкости выражений, но, главным образом, в большом числе входных параметров. Действительно, для расчета смещений дна в очаге цунами с применением формул Окада требуется следующий набор входных параметров:

1. глубина залегания площадки разрыва d ;
2. длина площадки разрыва L ;
3. ширина площадки разрыва W ;
4. длина вектора Бюргерса $|\vec{U}| \equiv U$;
5. угол падения (Dip) δ ;
6. угол между направлением простирания и направлением подвижки (Strike Slip) θ ;
7. коэффициент Ламе λ ;

8. коэффициент Ламе μ .

Если расчет проводится для реального события, то к перечисленным восьми параметрам следует добавить еще три величины: угол простираания (Strike) φ , долготу эпицентра Lon и широту эпицентра Lat .

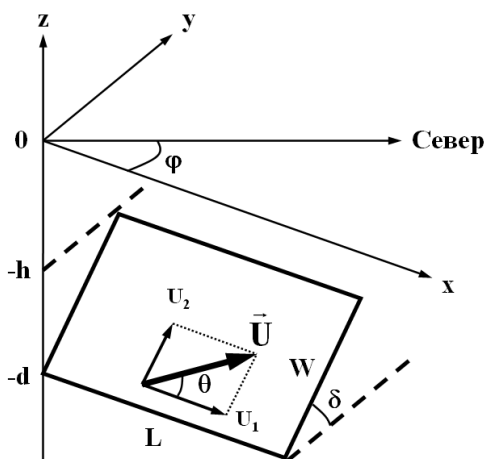


Рис. 5.1. Геометрия сейсмического источника сдвигового типа. φ – угол простираания, h – глубина верхней кромки площадки разрыва. Все прочие обозначения аналогичны Рис. 4.1

Анализ общих свойств смещений океанического дна в 8- или даже 11-мерном пространстве входных параметров представляется задачей не только чрезмерно сложной, но и лишенной практической целесообразности. Легче рассматривать конкретные сейсмические события, для которых все означенные параметры имеют определенные значения.

Но для выявления некоторых общих свойств деформаций дна можно сократить число входных параметров, используя физически разумные предположения и эмпирические связи для очагов землетрясений (см. раздел 2).

Первая связь, которой мы воспользуемся, – предположение о равенстве коэффициентов Ламе: $\lambda = \mu$. Допустимость этого предположения была обоснована в разделе 4. Кроме того, мы задействуем эмпирические формулы (2.15)-(2.17), которые связывают размеры площадки разрыва L и W , а также величину подвижки U с моментной магнитудой землетрясения [Leonard, 2010]. В итоге приходим к сокращенному набору входных параметров для формул Окада, включающему в себя всего четыре величины: моментную магнитуду M_W , углы *Dip* (δ) и *Rake* (θ), а также глубину очага землетрясения d .

Для сильных мелкофокусных землетрясений, которые и представляют основной интерес как источники цунами, глубина очага и ширина площадки разрыва часто являются сопоставимыми величинами. Если задавать глубину очага как глубину нижней кромки площадки разрыва и варьировать угол *Dip* и/или моментную магнитуду, от которой зависит ширина площадки разрыва W , то во многих случаях разрыв может выходить на поверхность. Чтобы исключить такую возможность, в качестве глубины очага удобно рассматривать глубину верхней кромки площадки разрыва: $h = d - W \sin \delta$. Именно эту характеристику мы выберем в качестве меры глубины очага землетрясения.

Небольшое число входных параметров позволяет для выявления общих свойств смещений дна с достаточной эффективностью использовать метод Монте-Карло. Например, один из параметров можно зафиксировать, а остальные варьировать случайным образом статистически равномерно в заданных диапазонах. Похожий анализ был выполнен самим Окада во второй из его широко известных работ [Okada, 1995]. Но этот анализ был проведен для точечного источника. Очаг цунамигенного землетрясения, очевидно, не может быть представлен точкой. Это всегда достаточно протяженная область, размеры которой составляют десятки и даже сотни километров, а в отдельных случаях (например, Суматра 2004) превышают тысячу километров. Поэтому результаты Окада для точечного источника не могут быть напрямую применены для анализа свойств смещений океанического дна при цунамигенных землетрясениях.

Для нахождения связей между параметрами землетрясения и характеристиками цунами необходимо дополнительно принять ряд предположений относительно механизма генерации волн. Как было показано в разделе 3, основной эффект, приводящий к генерации волн цунами при землетрясениях – вытеснение воды остаточной (косейсмической) деформацией дна. Рассмотрим водный слой, ограниченный свободной поверхностью сверху и поверхностью дна произвольной формы снизу. 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. Пусть до землетрясения положение дна определяется формулой

$$z = -H(x, y). \quad (5.1)$$

После землетрясения дно перемещается в новое положение

$$z = -H(x, y) + \eta(x, y), \quad (5.2)$$

где $\eta(x, y)$ – остаточное смещение поверхности дна. Для определения связи между векторным полем $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ и функцией $\eta(x, y)$ рассмотрим некоторую точку, расположенную на невозмущенной поверхности дна $P_0 = (x_0, y_0, z_0)$. Координаты этой точки удовлетворяют уравнению (5.1). После землетрясения в результате косейсмической деформации точка перемещается в новое положение $P_1 = (x_0 + u_x, y_0 + u_y, z_0 + u_z)$, продолжая при этом оставаться на поверхности дна. Теперь координаты этой точки удовлетворяют уравнению (5.2), которое принимает следующий вид:

$$z_0 + u_z = -H(x_0 + u_x, y_0 + u_y) + \eta(x_0 + u_x, y_0 + u_y). \quad (5.3)$$

В практике численного моделирования цунами функции $H(x, y)$ и $\eta(x, y)$, входящие в уравнение (5.3), представляются дискретно на некоторой сетке с пространственным шагом Δ . Это означает, что структура этих функций между ближайшими точками сетки остается за пределами рассмотрения. Разумно предположить, что между узловыми точками функции $H(x, y)$ и $\eta(x, y)$ являются достаточно гладкими, например, линейными, – в противном случае следовало бы признать неверным выбор шага сетки. Шаг сетки обычно составляет $\Delta \sim 10^3$ м. Амплитуда косейсмического

смещения дна существенно уступает этой величине: $|\bar{u}| \ll \Delta$. Следовательно, функцию $H(x, y)$ в уравнении (5.3) можно разложить в ряд Тейлора в точке (x_0, y_0) , удерживая в разложении только линейные члены. А для функции $\eta(x, y)$ целесообразно сделать еще более простое предположение: $\eta(x_0 + u_x, y_0 + u_y) \approx \eta(x_0, y_0)$. В итоге, принимая во внимание уравнение (5.1), получаем связь остаточного смещения поверхности дна с векторным полем $\bar{u} = (u_x, u_y, u_z)$ и распределением глубин [Nosov et al., 2014]

$$\eta = \frac{\partial H}{\partial x} u_x + \frac{\partial H}{\partial y} u_y + u_z. \quad (5.4)$$

Аналогичная формула может быть получена и на основании рассуждений наглядно-физического характера, как это было сделано в работе [Tanioka, Satake, 1996].

Из формулы (5.4) видно, что для расчета остаточного смещения поверхности дна, вообще говоря, требуется информация не только о векторном поле \bar{u} , но и о распределении глубин, которое, разумеется, индивидуально для каждого источника цунами. В этой связи анализ вклада горизонтальных компонент, который описывается первыми двумя членами в формуле (5.4), не может быть выполнен в общем случае, т.е. без привязки к реальным источникам цунами. Вклад неровностей дна мы рассмотрим в следующем разделе. Здесь, для получения общих связей, ограничимся моделью океана фиксированной глубины $H = const$. В этом случае вклад в генерацию волн цунами обеспечивает только вертикальная компонента вектора \bar{u} : $\eta = u_z$.

Примеры расчета вертикальной компоненты векторного поля смещения дна u_z при различных значениях входных параметров (M_W , h , Dip и $Rake$) представлены на Рис. 5.2. Видно, что структура деформации дна может быть довольно сложной даже в рассматриваемом нами идеализированном случае равномерного распределения подвижки вдоль прямоугольной площадки разрыва. Для реальных событий, особенно при учете особенностей топографии дна и неоднородности подвижки вдоль поверхности

разрыва, структура функции $\eta(x, y)$, описывающей смещение дна, очевидно, может быть тем более сложной.

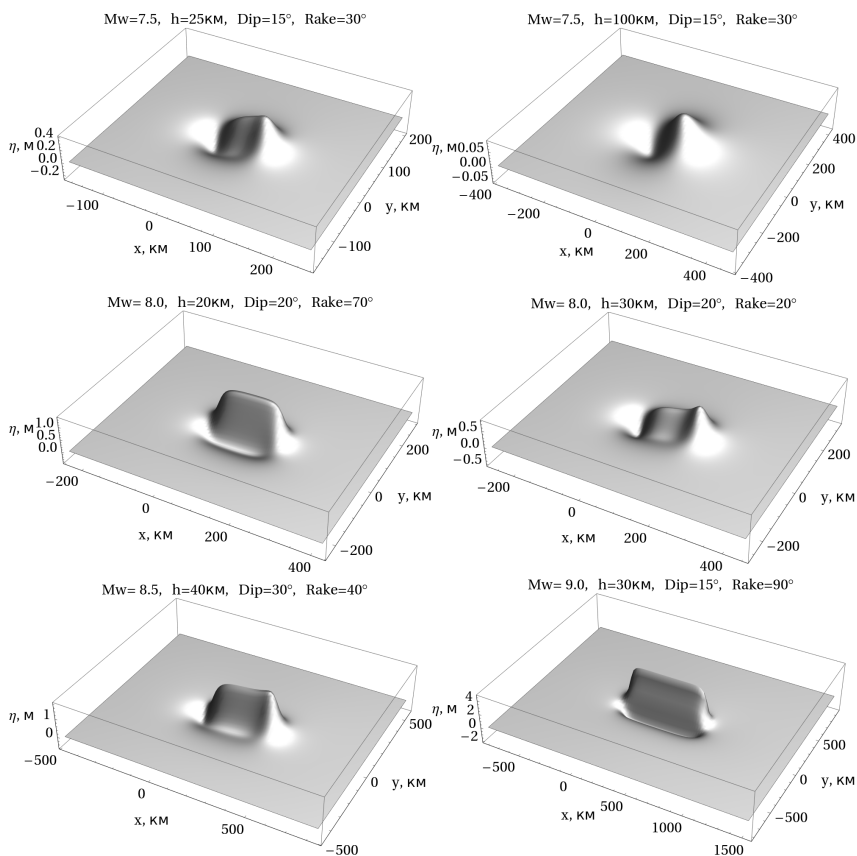


Рис. 5.2. Примеры расчета вертикальной компоненты косейсмического смещения дна u_z по формулам Окада. Параметры источника указаны на рисунке

Какие параметры смещения дна $\eta(x, y)$ характеризуют его наилучшим образом? Для полного описания функции $\eta(x, y)$ может потребоваться весьма значительное число параметров, например, набор амплитуд гармоник Фурье. Конечно, нам следует идти не по пути вычисления гармоник Фурье, а ограничиться

50

небольшим числом параметров, каждый из которых имеет ясный физический смысл, и при этом однозначно определяется по функции $\eta(x, y)$. Из всего множества таких параметров мы сочли целесообразным рассматривать следующий набор величин [Bolshakova, Nosov, 2011; Nosov et al., 2014; Большакова и др., 2015; Levin, Nosov, 2016]:

1. амплитуда вертикального смещения дна (размах):

$$A = \text{Max}[\eta(x, y)] - \text{Min}[\eta(x, y)], \quad (5.5)$$

2. абсолютная величина вытесненного объема воды:

$$V = \left| \iint \eta(x, y) dx dy \right|, \quad (5.6)$$

3. потенциальная энергия начального возвышения:

$$E = \frac{\rho g}{2} \iint \eta^2(x, y) dx dy, \quad (5.7)$$

где g – ускорение силы тяжести, ρ – плотность воды (в расчетах предполагалось $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, $\rho = 1030 \text{ кг/м}^3$).

Величины A , V и E , определяемые формулами (5.5)-(5.7), можно рассматривать как параметры источника цунами. Вытесненный объем V является таковым параметром безусловно, а амплитуда и энергия – при условии принятия традиционного приближения, согласно которому деформация дна мгновенно образует на поверхности воды возмущение эквивалентной формы: $\xi = \eta$. В общем случае, даже при мгновенном смещении дна, функции ξ и η различаются из-за сглаживающего эффекта водного слоя, который обязан его конечной толщине (см. раздел 3). Для учета сглаживающего эффекта необходимо знать глубину океана H . Введение дополнительно параметра H на данном этапе мы полагаем нецелесообразным. Тем более, что сглаживающий эффект всегда приводит к уменьшению амплитуды A и энергии E (в большинстве случаев незначительному) и, очевидно, никак не сказывается на вытесненном объеме V .

Получаемые далее значения величин A и E будем рассматривать как оценки параметров источника цунами сверху.

Поиск экстремальных значений в формуле (5.5) и интегрирование в формулах (5.6) и (5.7) выполнялось по всей области, где наблюдались заметные смещения дна. В наших расчетах эта область определялась следующим образом:

$$-L - 3h < x < 2L + 3h, \quad (5.8)$$

$$-L - 3h < y < L + W + 3h. \quad (5.9)$$

Интегрирование велось численно методом прямоугольников. Число разбиений области составляло 100×100 . Заметим, что иллюстрации, представленные на Рис. 5.2, рассчитаны в области, определяемой формулами (5.8) и (5.9).

Отметим один «тонкий момент», связанный с вычислением интеграла (5.6). В работе [Okada, 1995] показано, что амплитуда смещения, вызванного точечным источником, убывает обратнопропорционально квадрату расстояния: $\eta \sim r^{-2}$. Следовательно, интеграл в формуле (5.6), если его рассчитывать в бесконечных пределах, может расходиться. В этой связи величина вытесненного объема, вообще говоря, зависит от выбора области интегрирования. Впрочем, к генерации цунами имеют отношение только значительные смещения дна, имеющие место в ближней зоне. С интегралом для вычисления энергии (5.7) никаких проблем не возникает. Подынтегральная функция в формуле (5.7) спадает с расстоянием существенно быстрее ($\eta^2 \sim r^{-4}$), поэтому интеграл безусловно сходится даже при интегрировании в бесконечных пределах.

Амплитуда смещения дна A во многом определяет амплитуду заплеска цунами, – в важности этой характеристики не может возникнуть сомнений. Что касается вытесненного объема V и энергии начального возвышения E , то о значимости этих характеристик говорит тот факт, что для задачи распространения цунами в открытом океане обе величины являются интегралами движения. Действительно, некоторые «потери» вытесненного объема возможны, но только в процессе наката и для достаточно сильных цунами, когда волны проникают вглубь суши на значительные расстояния и затопляют локальные понижения. Заметная диссипация энергии цунами также имеет место только в

зоне наката (или на мелководье), особенно если распространение волн сопровождается их обрушением [Li, Raichlen, 2002; Bernatskiy, Nosov, 2012].

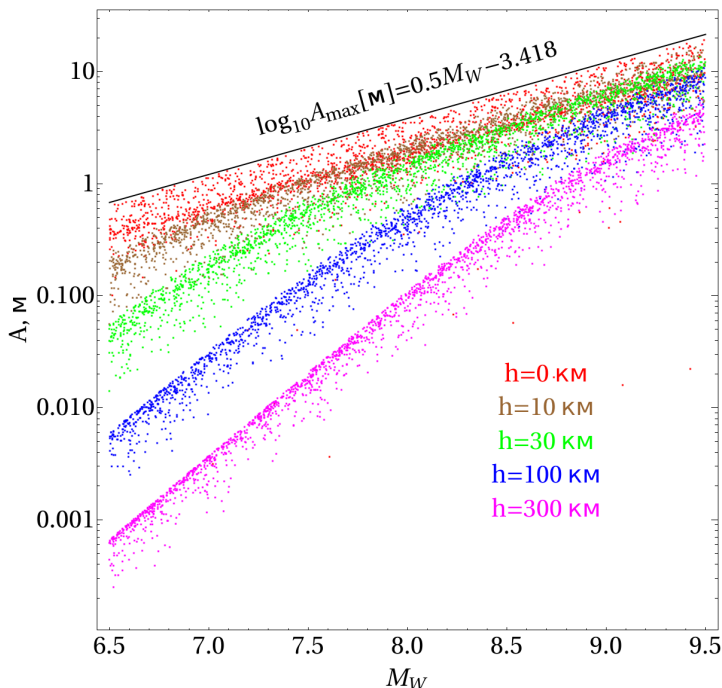


Рис. 5.3. Амплитуда косейсмического смещения дна как функция моментной магнитуды M_W . Расчет выполнен при нескольких фиксированных глубинах источника h (указаны на рисунке). Углы Dip и $Rake$, а также магнитуда M_W варьировались статистически равномерно в диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $6.5 \leq M_W \leq 9.5$. Черная линия, маркирующая верхнюю кромку «облака» точек, построена в соответствии с формулой, указанной на рисунке

Зависимости величин A , V и E от моментной магнитуды M_W и глубины землетрясения выявлялись с применением метода Монте-Карло. В первой серии расчетов углы Dip и $Rake$, а также

магнитуда варьировались статистически равномерно в следующих диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $6.5 \leq M_w \leq 9.5$. Глубина верхней кромки площадки разрыва h принимала фиксированные значения: 0, 10, 30, 100 и 300 км. Для каждого значения глубины h проводилось по 2000 численных экспериментов.

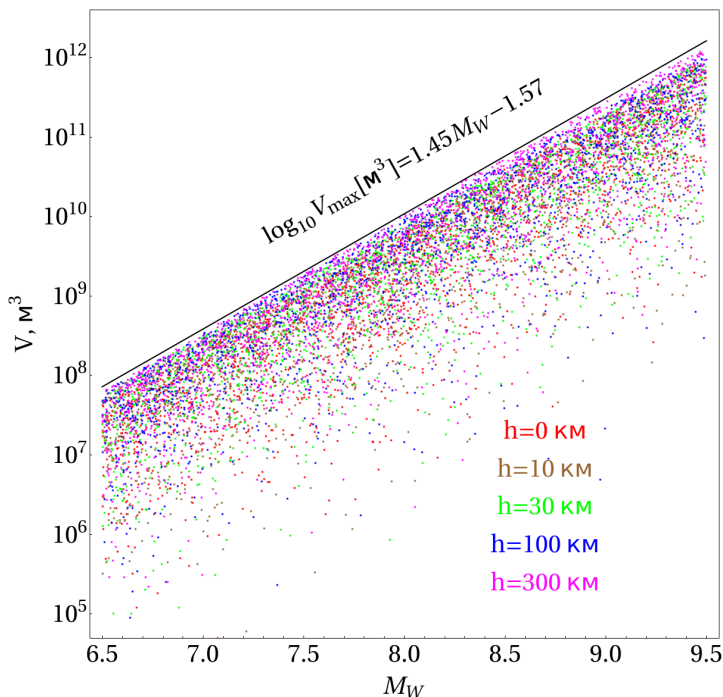


Рис. 5.4. Объем воды, вытесненный косейсмическим смещением дна, как функция моментной магнитуды M_w . Расчет выполнен при нескольких фиксированных глубинах источника h (указаны на рисунке). Углы Dir и $Rake$, а также магнитуда M_w варьировались статистически равномерно в диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $6.5 \leq M_w \leq 9.5$. Черная линия, маркирующая верхнюю кромку «облака» точек, построена в соответствии с формулой, указанной на рисунке

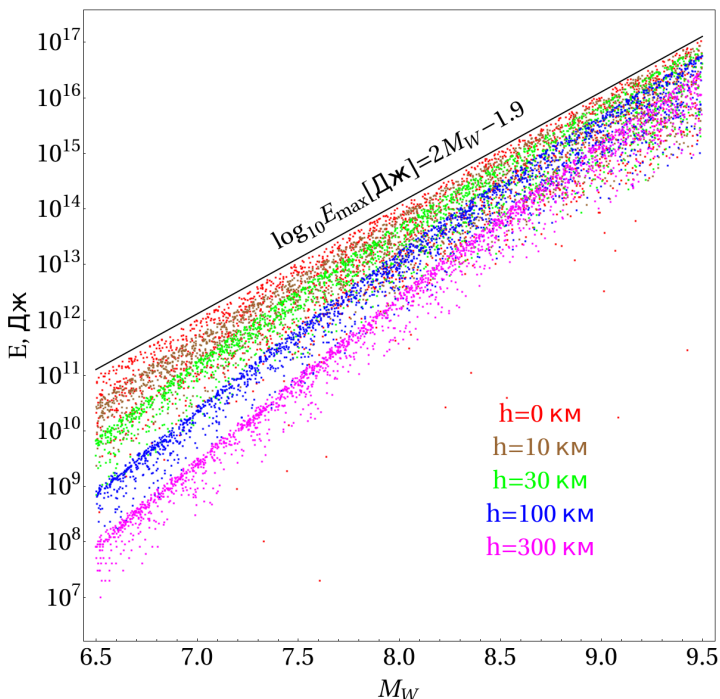


Рис. 5.5. Энергия начального возвышения в очаге цунами как функция моментной магнитуды M_W . Расчет выполнен при нескольких фиксированных глубинах источника h (указаны на рисунке). Углы Dip и $Rake$, а также магнитуда M_W варьировались статистически равномерно в диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $6.5 \leq M_W \leq 9.5$. Черная линия, маркирующая верхнюю кромку «облака» точек, построена в соответствии с формулой, указанной на рисунке

Результаты расчетов – зависимости величин A , V и E от моментной магнитуды M_W представлены на Рис. 5.3, 5.4 и 5.5. соответственно. Общим свойством зависимостей, представленных на всех трех рисунках, является тенденция к экспоненциально быстрому росту исследуемых параметров с увеличением магнитуды M_W . Зависимостям свойственен существенный

разброс данных, связанный с влиянием на исследуемые параметры ориентации площадки разрыва (угла *Dip*) и направления подвижки (угла *Rake*). «Облака» точек характеризуются четко выраженными верхними пределами, которые определяются следующими простыми формулами [Bolshakova, Nosov, 2011]:

$$\log_{10} A_{\max}[\mathcal{M}] = 0.5 M_W - 3.418, \quad (5.10)$$

$$\log_{10} V_{\max}[\kappa\text{м}^3] = 1.45 M_W - 1.57, \quad (5.11)$$

$$\log_{10} E_{\max}[\text{Дж}] = 2.0 M_W - 1.9. \quad (5.12)$$

Зависимости (5.10)-(5.12) показаны на рисунках черными сплошными линиями. Заметим, что амплитуда смещений дна ограничена сверху величиной подвижки: числовые коэффициенты в формулах (2.17) и (5.10) совпадают.

Для амплитуды *A* и энергии *E* четко прослеживается зависимость от глубины очага землетрясения. При увеличении глубины обе величины заметно уменьшаются, причем уменьшение происходит быстрее при меньших магнитудах.

В отличие от амплитуды и энергии, вытесненный объем не зависит от глубины очага землетрясения. Данная особенность может быть объяснена тем, что для «точечного» источника (т.е. для каждого дифференциально малого элемента площадки разрыва) амплитуда смещения убывает с расстоянием по закону $\eta \sim r^{-2}$ [Okada, 1995]. На площади $dx dy$ вытесняется элементарный объем $dV = \eta dx dy$. Если перейти к сферическим координатам с центром в выбранном «точечном» источнике, то $dx dy \sim r^2 d\phi d\psi$. Видно, что величина dV не зависит от расстояния до источника *r*. Следовательно, и весь вытесненный объем не должен зависеть от глубины источника.

Максимальные значения параметров очага цунами, рассчитанные при различных магнитудах по формулам (5.10)-(5.12), представлены в Табл. 5.1.

Сопоставляя максимальную энергию цунами, определяемую формулой (5.12), с известной оценкой энергии землетрясения (2.21) получаем оценку доли энергии землетрясения, которая идет на формирование волн цунами:

$$\log_{10} E_{\max} / E_{EQ} = 0.5 M_W - 6.7. \quad (5.13)$$

В соответствии с формулой (5.13) можно заключить, что доля энергии, переходящая к цунами, растет с увеличением магнитуды. Но в любом случае к волнам цунами переходит весьма незначительная часть энергии землетрясения: от 0.06% ($M_W = 7$) до 0.6% ($M_W = 9$). Отсюда следует важное мировоззренческое заключение: волны цунами, несущие в себе колоссальный разрушительный потенциал, с энергетической точки зрения представляют собой всего лишь слабый «отголосок» катастрофического землетрясения.

Таблица 5.1. Максимальные значения параметров очага цунами, рассчитанные по формулам (5.10)-(5.12)

M_W	$A_{\max}, м$	$V_{\max}, м^3$	$E_{\max}, Дж$
7	1.2	3.8×10^8	1.3×10^{12}
8	3.8	1.1×10^{10}	1.3×10^{14}
9	12.1	3.0×10^{11}	1.3×10^{16}

Цель второй серии расчетов по методу Монте-Карло состояла в выявлении характера зависимости амплитуды A и энергии E от глубины землетрясения. Для магнитуды были выбраны три фиксированных значения: $M_W = 7, 8, 9$. Углы Dip и $Rake$, а также величина $\log_{10} h$ варьировались статистически равномерно в следующих диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $0 < \log_{10} h [м] < 5.845$ ($1 м < h < 700 км$). Для каждого значения магнитуды проводилось по 2000 численных экспериментов. Результаты расчетов представлены на Рис. 5.6 и 5.7.

Из Рис. 5.6 и 5.7 видно, что, несмотря на значительный разброс данных, четко прослеживается общая тенденция: амплитуда и энергия не зависят от глубины очага землетрясения вплоть до определенных критических значений величины h . При больших глубинах обе величины убывают обратнопропорционально квадрату глубины очага: $A \sim h^{-2}$, $E \sim h^{-2}$. Первая закономерность непосредственно вытекает из закона убывания амплитуды

смещения с расстоянием: $\eta \sim r^{-2}$ [Okada, 1995]. Для получения второй закономерности следует учитывать, что площадь, охваченная заметными смещениями, возрастает с увеличением глубины источника: $S \sim h^2$. Поэтому энергия, которая пропорциональна произведению квадрата смещения на площадь, убывает по означенному закону: $W \sim \eta^2 S \sim h^{-2}$.

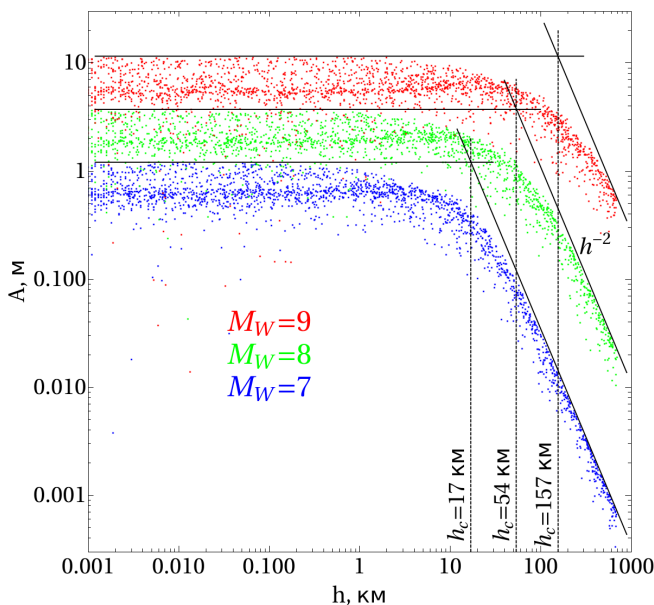


Рис. 5.6. Амплитуда косейсмического смещения дна как функция глубины сейсмического источника h . Углы Dip и $Rake$, а также величина $\log_{10} h$ варьировались статистически равномерно в диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $0 < \log_{10} h[\text{м}] < 5.845$ ($1 \text{ м} < h < 700 \text{ км}$). Цвет точек меняется в зависимости от магнитуды M_W в соответствии с легендой, показанной на рисунке

Из Рис. 5.6 и 5.7 можно для каждой магнитуды определить критическую глубину очага h_c , при превышении которой амплитуда и энергия начинают резко убывать с глубиной. Опишем

схему определения критических значений h_c . При малых глубинах по верхней кромке «облака» точек проводится горизонтальная прямая. При больших глубинах – также по верхней кромке «облака» точек – проводится прямая, соответствующая закону h^{-2} . Точка пересечения прямых определяет искомую величину h_c .

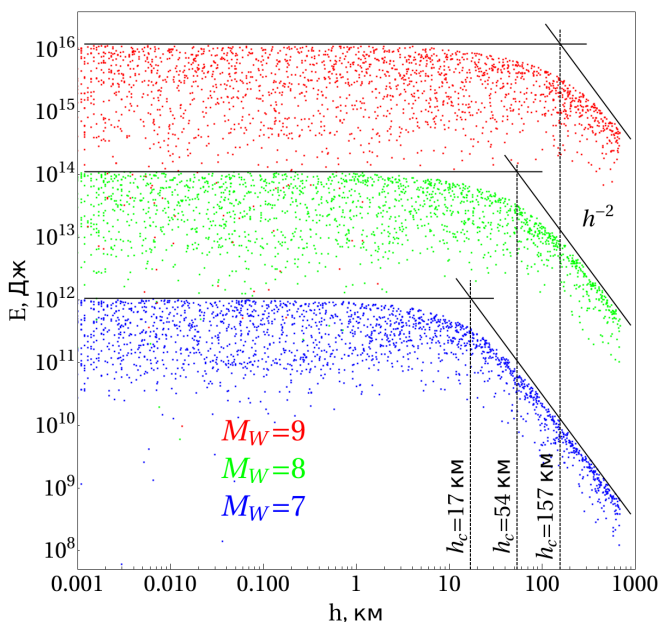


Рис. 5.7. Энергия начального возвышения в очаге цунами как функция глубины сейсмического источника h . Углы Dip и $Rake$, а также величина $\log_{10} h$ варьировались статистически равномерно в диапазонах: $0 \leq \delta \leq \pi/2$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, $0 < \log_{10} h[\text{м}] < 5.845$ ($1 \text{ м} < h < 700 \text{ км}$). Цвет точек меняется в зависимости от магнитуды M_W в соответствии с легендой, показанной на рисунке

Критические глубины, определенные описанным выше способом, имеют следующие значения: $h_c^{Mw7} \approx 17 \text{ км}$,

$h_c^{Mw8} \approx 54 \text{ км}$, $h_c^{Mw9} \approx 157 \text{ км}$. Ослабляющее воздействие глубины очага землетрясения начинает проявляться именно с этих критических значений. Примечательно, что величины h_c , определенные по зависимостям для амплитуды и энергии, оказываются идентичными. Рост критической глубины h_c с увеличением магнитуды является прямым следствием возрастания размеров площадки разрыва с ростом величины M_W .

Следует отметить, что результаты численных экспериментов, представленные в этом разделе, несколько отличаются от близких по форме и сути результатов, изложенных в параграфе 2.3 монографии [Levin, Nosov, 2016]. Отличия объяснены главным образом тому, что при расчетах использовались различные эмпирические соотношения для размера площадки разрыва и величины подвижки. В настоящей работе мы применяем соотношения, заимствованные из относительно недавней статьи [Leonard, 2010]. В монографии были задействованы соотношения, полученные почти полвека назад [Kanamori, Anderson, 1975].

Завершая этот раздел, мы бы хотели предостеречь от прямого использования полученных здесь теоретических закономерностей на практике, например, в системах предупреждения о цунами. Реальные цунамигенные землетрясения являются значительно более сложными объектами, чем рассмотренный здесь модельный сейсмический источник прямоугольной формы. Свойства реалистичных источников цунами, косейсмические деформации дна в которых восстановлены с учетом структуры подвижки в очаге землетрясения, будут проанализированы в следующем разделе.

Глава 6

Свойства косейсмических смещений океанического дна по данным о структуре подвижки в очагах цунамигенных землетрясений

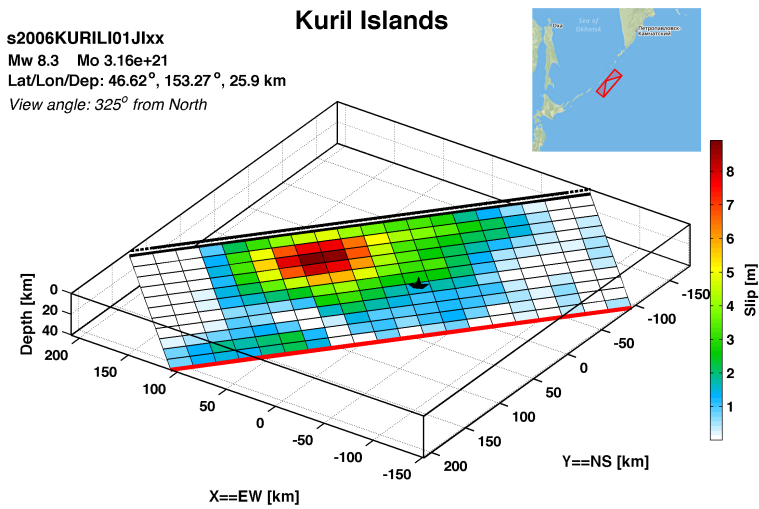
В 70-80-х годах XX века появились первые работы, посвященные восстановлению структуры очага землетрясения по полю сейсмических волн [Alewine, Jordan, 1973; Jovanovich, 1975; Павлов, Гусев, 1980; Ward, Barrientos, 1986]. Существенный прогресс, достигнутый в этом направлении за последние годы, обеспечил возможность получения уникальной информации – реалистичных оценок распределения подвижки в очагах землетрясений [Ji et al., 2002; Lay et al., 2011; Shao et al., 2011; Yagi, Fukahata, 2011].

Для восстановления распределения подвижки ныне используют не только традиционные сейсмические данные. Здесь хорошо себя зарекомендовали методы инверсии геодезических данных [e.g. Ozawa et al., 2011; Pollitz et al., 2011], данных о сильных движениях [e.g. Kurahashi, Irikura, 2011; Suzuki et al., 2011], данных о цунами [e.g. Satake, 1987; Fujii et al., 2011], данных радарной спутниковой интерферометрии и временных вариаций гравитационного поля [Panet et al., 2007; Михайлов и др., 2019], а также методы, основанные на одновременном использовании несколько типов данных [e.g. Koketsu et al., 2011; Wei et al., 2012].

В англоязычной литературе распределение косейсмической подвижки именуется «Slip Distribution» или «Finite Fault Model» (FFM). Аббревиатуру FFM мы будем использовать ниже.

Для подводных землетрясений данные о распределении подвижки обладают особой ценностью, – они позволяют восстановить косейсмические смещения дна в очаге цунами, что, в свою очередь, обеспечивает возможность описания генерации волн цунами. Адекватность такого способа восстановления смещений дна подтверждается неплохим соответствием расчетных и измеренных (с применением глубоководных станций DART,

a



б

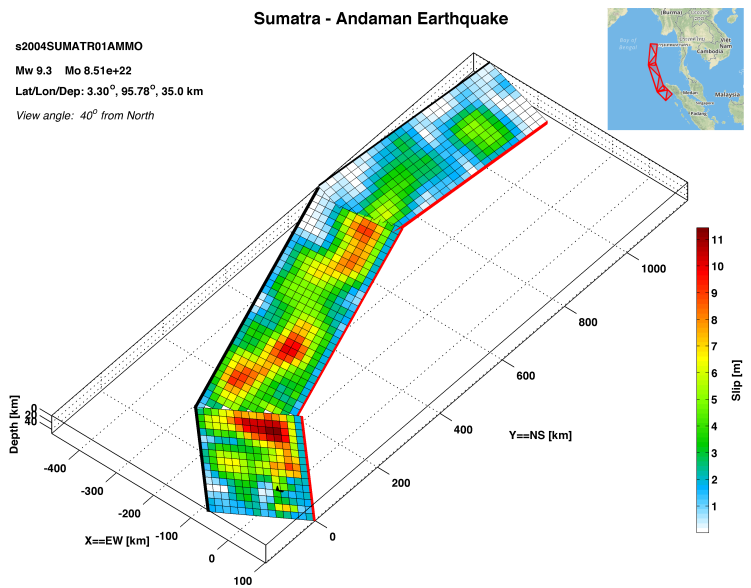


Рис. 6.1. Примеры представления структуры подвижки в очагах землетрясений: Центральные Курилы 15.11.2006, Суматра 26.12.2004. Изображения заимствованы из базы данных SRCMOD (<http://equake-rc.info/SRCMOD/>)

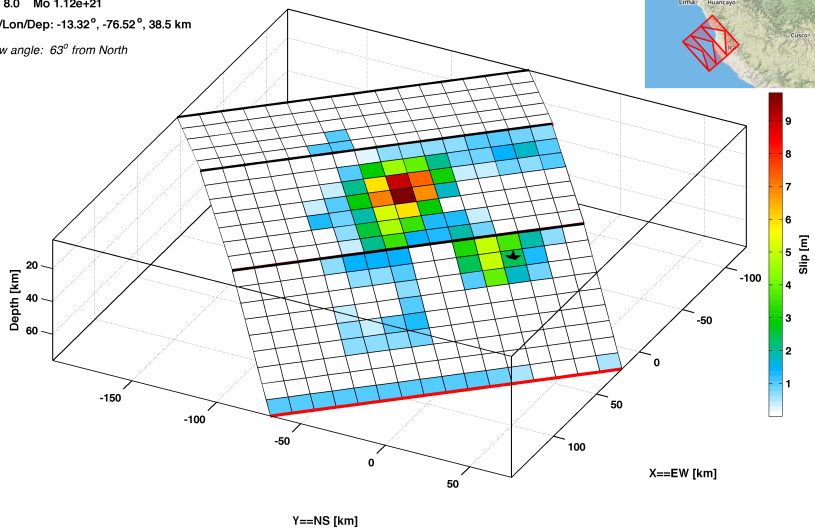
s2007PISCOP01SLAD

Mw 8.0 Mo 1.12e+21

Lat/Lon/Dep: -13.32°, -76.52°, 38.5 km

View angle: 63° from North

Pisco, Peru



s2011TOHOKU02SATA

Mw 9.0 Mo 3.55e+22

Lat/Lon/Dep: 38.10°, 142.86°, 12.8 km

View angle: 298° from North

Tohoku, Japan

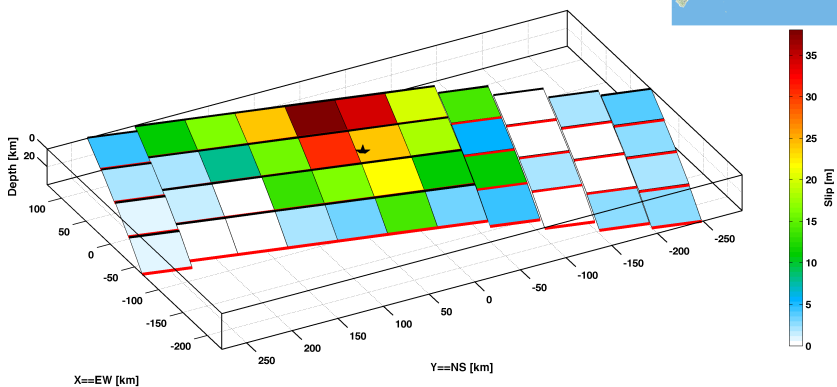


Рис. 6.1 (продолжение). Примеры представления структуры подвижки в очагах землетрясений: Перу 15.08.2007, Тохоку 11.03.2011. Изображения заимствованы из базы данных SRCMOD (<http://equake-rc.info/SRCMOD/>)

JAMSTEC и др.) волновых форм [Лаверов и др., 2009; Lay et al. 2011; Носов и др., 2011]. Именно поэтому FFM данные широко используются для моделирования конкретных цунами различными научными группами [Newman et al., 2011; Poisson et al., 2011; Nosov et al., 2014].

На Рис. 6.1 показаны несколько примеров представления структуры подвижки в очагах сильных подводных землетрясений (изображения заимствованы из базы данных Earthquake Source Model Database (SRCMOD), <http://equake-rc.info/SRCMOD/>). Структура подвижки в очаге землетрясения представляется следующим образом. Поверхность разрыва аппроксимируется одним (Рис. 6.1 а) или несколькими (Рис. 6.1 б-г) плоскими прямоугольными сегментами (fault segments). Каждый такой сегмент характеризуется определенными размерами, а также положением и ориентацией в пространстве (географические координаты, глубина, углы падения и простирания). Сегмент разбивается на конечное число прямоугольных элементов (subfaults) одинакового размера. Для каждого элемента задаются его координаты (долгота, широта), глубина и вектор Бюргерса \vec{U} , характеризующий величину и направление подвижки. Как правило, задаются длина вектора Бюргерса и угол Rake. Кроме того, для каждого элемента определяется время его активации и продолжительности подвижки (rise time), – таким образом описывается динамика процесса вспарывания разрыва.

На Рис. 6.2 представлено распределение подвижки (по данным USGS) для цунамигенного землетрясения на Центральных Курилах 15.11.2006, снабженное рядом дополнительных деталей, которые отсутствуют на Рис. 6.1 а. В частности, на Рис. 6.2 показаны вектор подвижки \vec{U} (белые стрелки) и изохроны вспарывания разрыва (черные изолинии). В данном случае поверхность разрыва представлена одним сегментом с размерами 400 км в направлении простирания на 137.5 км в направлении падения. Сегмент разбит на 220 прямоугольных элементов размерами 20 x 12.5 км. Максимальная величина подвижки составила 8.9 м.

Векторное поле косейсмических смещений дна океана $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ может быть рассчитано по распределению подвижки, например, с использованием формул Окада (см. раздел 64

4). Расчет производится следующим образом. Вклад каждого прямоугольного элемента в смещение дна вычисляется независимо. Итоговое смещение получается путем суммирования вкладов от всех элементов.

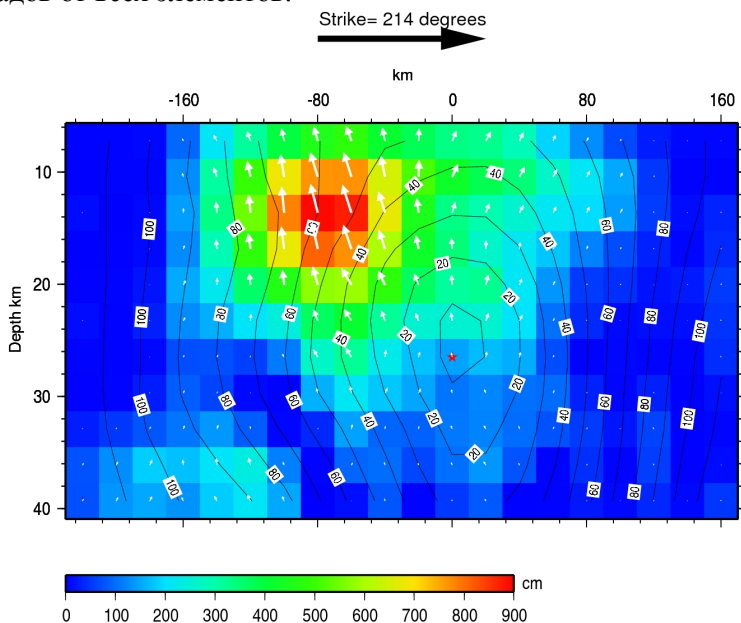


Рис. 6.2. Распределение подвижки в очаге землетрясения 15.11.2006 на Центральных Курилах по данным USGS. Красная звездочка – гипоцентр землетрясения, черные изолинии – изохроны вспарывания разрыва, цифры у кривых – время в секундах, белые стрелки – вектор подвижки. Рисунок заимствован с сайта <https://earthquake.usgs.gov> (2008 г)

На Рис. 6.3 представлен пример расчета косейсмического смещения дна по данным о распределении подвижки, которые показаны на Рис. 6.2. Черная пунктирная линия соответствует проекции поверхности разрыва – в данном случае единственного сегмента (fault segment) – на поверхность дна океана. Вертикальная компонента смещения u_z показана изолиниями (поднятие – красные линии, опускание – синие). Зелеными стрелками показаны вектора горизонтальной компоненты (u_x, u_y).

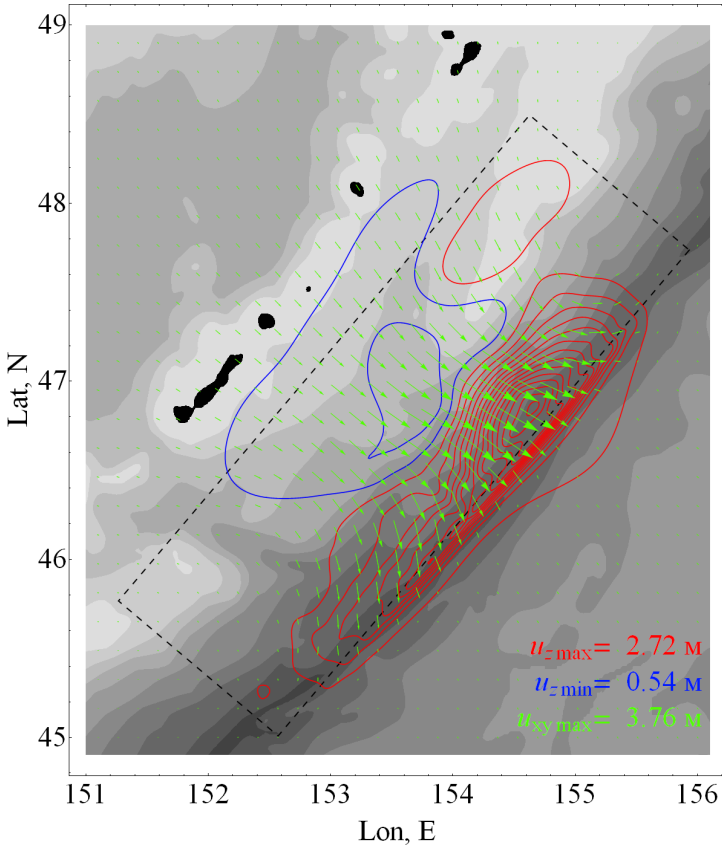


Рис. 6.3. Косейсмическое смещение дна, вызванное землетрясением 15.11.2006 на Центральных Курилах. Расчет выполнен с использованием распределения подвижки, представленного на Рис. 6.2. Вертикальная компонента смещения u_z показана изолиниями с шагом 0.2 м (красные линии – поднятие, синие – опускание), вектора горизонтальной компоненты (u_x, u_y) – зелеными стрелками. Черная пунктирная линия – проекция сегмента на поверхность дна океана. В правом нижнем углу указаны максимальные величины поднятия и опускания дна, а также максимальная длина вектора горизонтального смещения. Батиметрия представлена серым тоном с шагом 1 км

Из Рис. 6.3 можно заключить, что вертикальное смещение дна носило типичный для землетрясений в зонах субдукции характер: близбереговая область испытала косейсмическое опускание, а мористая область – поднятие. Поднятие дна достигало 2.72 м, опускание – 0.54 м, амплитуда горизонтального смещения – 3.76 м.

Первые попытки изучения общих свойств смещений дна в очагах цунами, восстановленных на основе данных о распределении подвижки, были предприняты нами в статьях [Bolshakova, Nosov, 2011; Nosov et al., 2014]. В этих работах использовался сравнительно небольшой набор данных, представленных на сайтах Калифорнийского института технологий (California Institute of Technology, Caltech), Университета Санта-Барбары (UC Santa Barbara, UCSB) и Геологической службы США (US Geological Survey, USGS). В последние годы получила известность база данных SRCMOD (Earthquake Source Model Database, <http://equake-rc.info/SRCMOD/>), которая интегрирует в себе практически всю доступную ныне информацию по данным о распределении подвижки. В этом разделе мы проанализируем общие свойства остаточных смещений дна в очагах подводных землетрясений на основе выборки из базы данных SRCMOD: 200 моделей очагов (FFM), построенных различными научными группами для 75 землетрясений за период с 1923 по 2013 гг. [Большакова и др., 2015]. В проводимом далее анализе будем рассматривать каждую из 200 моделей очага как независимую реализацию.

Для каждой из 200 моделей по распределению подвижки с применением формул Окада вначале рассчитывалось векторное поле косейсмического смещения дна \vec{u} . Затем, по формуле (5.4), определялось смещение поверхности дна η . В расчетах использовалась батиметрия GEBCO-08 с разрешением 30 угл. сек.

Здесь следует напомнить, что формулы Окада получены для однородного полупространства, ограниченного сверху плоскостью. Следовательно, существующий в реальности рельеф дна океана при расчете векторного поля \vec{u} никак не учитывается. Учет рельефа дна происходит только на этапе вычисления функции η по формуле (5.4). По физическим соображениям пренебречь неровностями дна можно при условии, что высота этих

неровностей ΔH существенно меньше вертикального масштаба, в качестве которого в задаче Окада следует рассматривать глубину землетрясения h . Типичные значения означенных величин ($\Delta H \sim 10^3 - 10^4$ м, $h \sim 10^4 - 10^5$ м) позволяют заключить, что условие $\Delta H \ll h$ в большинстве случаев неплохо выполняется.

В качестве параметров очага цунами, которые определяются по смещению поверхности дна η , рассчитанному с учетом распределения подвижки, будем рассматривать амплитуду смещения дна A , вытесненный объем воды V и потенциальную энергию начального возвышения E . Означенные величины определяются формулами (5.5)–(5.7). Вычисление максимальных и минимальных значений, а также интегрирование в формулах (5.5)–(5.7) выполнялось по всей области, где деформации дна имели заметные значения. Для прибрежных источников область суши в расчетах не учитывалась. Заметим, что при вычислении энергии мы исходим из традиционного предположения, согласно которому начальное возвышение ξ эквивалентно косейсмическому смещению поверхности дна η .

На Рис. 6.4 представлена амплитуда смещения дна A в зависимости от моментной магнитуды землетрясения M_W . Зависимость характеризуется довольно значительным разбросом данных: коэффициент корреляции составляет 0.8. Разброс данных объясняется чувствительностью деформации дна не только к магнитуде, но и к ориентации площадки разрыва, направлению и распределению подвижки, глубине землетрясения. Из рисунка видно, что амплитуда варьируется от нескольких сантиметров (7 см) до нескольких десятков метров (48.5 м) и, в среднем, экспоненциально быстро возрастает с увеличением магнитуды. Регрессионная зависимость, построенная методом наименьших квадратов, имеет следующий вид:

$$\log_{10} A^{FFM} [\text{м}] = (0.87 \pm 0.09) M_W - (6.62 \pm 0.72). \quad (6.1)$$

Интервальные оценки соответствуют 95% вероятности.

Регрессионная зависимость (6.1) изображена на Рис. 6.4 синей пунктирной линией. Сплошной красной линией на рисунке показана теоретическая зависимость (5.10), которая была получена в предыдущем разделе для модели однородного распределения подвижки вдоль прямоугольной площадки разрыва. Видно, что

для значительной части реальных событий, и особенно для событий с большой магнитудой, амплитуда смещения дна может превосходить теоретическое максимальное значение. Этот факт не является парадоксальным. Он объясняется концентрацией подвижки в узкой области площадки разрыва. Равномерное распределение подвижки вдоль всей площадки разрыва, при сохранении сейсмического момента (и моментной магнитуды), очевидно, приводит к уменьшению максимальной подвижки и, следовательно, к уменьшению амплитуды смещения дна.

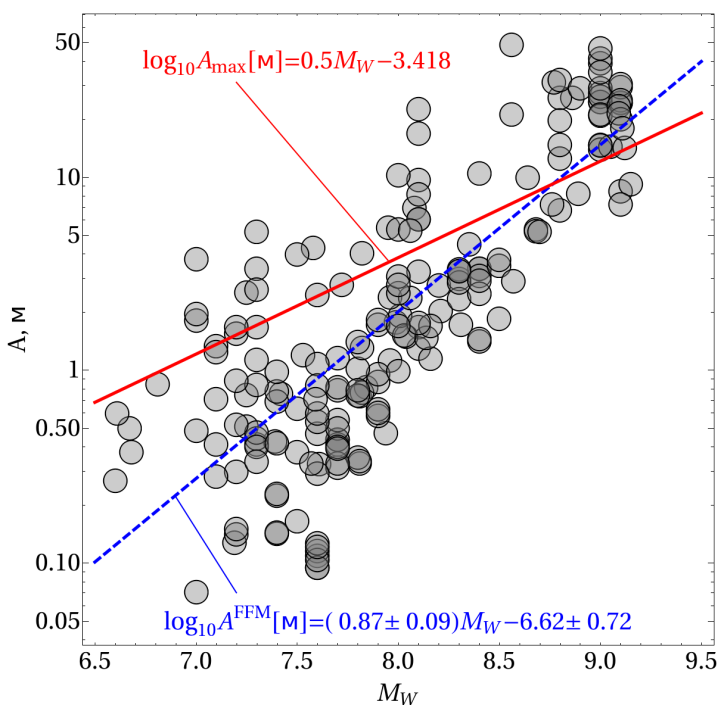


Рис. 6.4. Амплитуда смещения дна как функция моментной магнитуды землетрясения: точки – расчет на основе данных о распределении подвижки (FFM), синяя пунктирная линия – регрессионная зависимость, красная сплошная линия – теоретический максимум, рассчитанный по формуле (5.10)

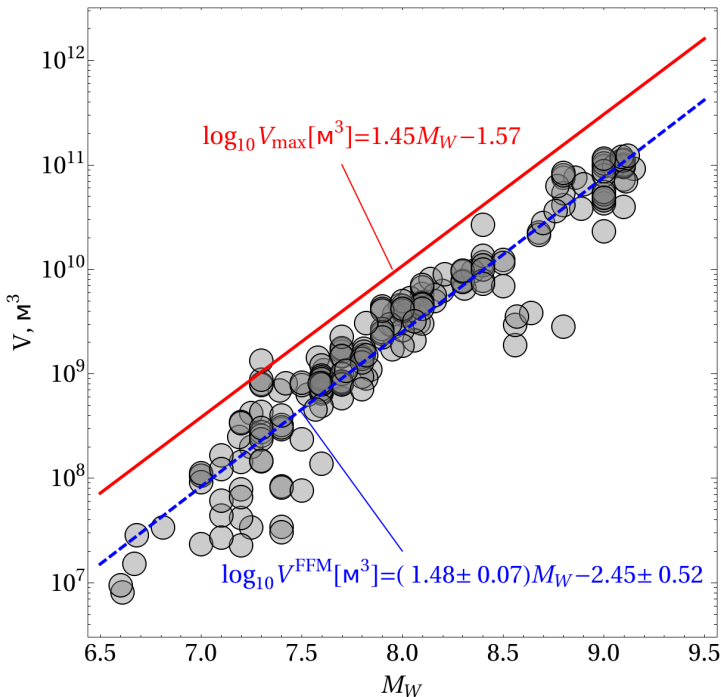


Рис. 6.5. Абсолютная величина объема воды, вытесненного остаточным смещением дна, как функция моментной магнитуды землетрясения: точки – расчет на основе данных о распределении подвижки (FFM), синяя пунктирная линия – регрессионная зависимость, красная сплошная линия – теоретический максимум, рассчитанный по формуле (5.11)

Связь абсолютной величины полного вытесненного объема с моментной магнитудой представлена на Рис. 6.5. Вытесненный объем варьируется от 0.08 до 121 км³ и в среднем экспоненциально быстро возрастает с увеличением моментной магнитуды. По сравнению с амплитудой смещения дна, вытесненный объем заметно лучше коррелирует с моментной магнитудой: коэффициент корреляции составляет 0.95. Соответствующая регрессионная зависимость, построенная методом наименьших квадратов, имеет следующий вид:

$$\log_{10} V^{FFM} [m^3] = (1.48 \pm 0.07) M_W - (2.45 \pm 0.52). \quad (6.2)$$

Интервальные оценки соответствуют 95% вероятности. На Рис. 6.5 зависимость (6.2) показана синей пунктирной линией.

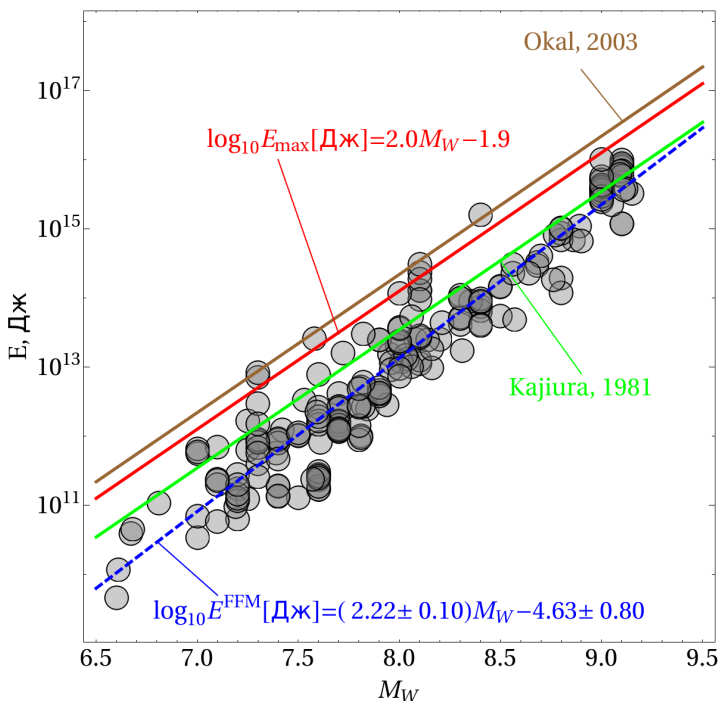


Рис. 6.6. Потенциальная энергия возвышения водной поверхности, эквивалентного по форме остаточному смещению дна (энергия цунами), как функция моментной магнитуды землетрясения: точки – расчет на основе данных о распределении подвижки (FFM), синяя пунктирная линия – регрессионная зависимость, красная сплошная линия – теоретический максимум, рассчитанный по формуле (5.12), зеленая линия – расчет по формуле (2.29) [Kajiura, 1981], коричневая линия – расчет по формуле (2.32) [Okal, 2003]

Сплошной красной линией на Рис. 6.5 представлена теоретическая зависимость (5.11), которая была получена в рамках

модели равномерного распределения подвижки. Видно, что вытесненный объем, рассчитанный по FFM для реальных событий, практически никогда не превосходит теоретическое максимальное значение и, в среднем, обычно оказывается в несколько раз меньше этого значения.

Зависимость потенциальной энергии начального возвышения E от моментной магнитуды представлена на Рис. 6.6. Для реальных событий оценка энергии варьируется в диапазоне от $4.62 \cdot 10^9$ до $1.01 \cdot 10^{16}$ Дж. В среднем энергия экспоненциально возрастает с увеличением моментной магнитуды. Зависимость характеризуется довольно высоким коэффициентом корреляции – 0.94. Регрессионная зависимость имеет следующий вид:

$$\log_{10} E^{FFM} [\text{Дж}] = (2.22 \pm 0.10) M_W - (4.63 \pm 0.80). \quad (6.3)$$

Интервальные оценки соответствуют 95% вероятности. Зависимость (6.3) показана на рисунке синей пунктирной линией. Видно, что также как и в случае вытесненного объема, потенциальная энергия, рассчитанная по распределению подвижки для реальных источников, практически никогда не превосходит максимальные теоретические значения, оцениваемые по формуле (5.12).

Из анализа смещений океанического дна в очаге цунами, рассчитанных по данным о распределении подвижки, следует, что в среднем энергия цунами оказывается несколько меньше, чем это следует из нашей теоретической оценки (5.12) или оценок других авторов: (2.29) [Kajiura, 1981] и (2.32) [Okal, 2003].

Используя регрессионную зависимость для энергии начального возвышения (6.3) и формулу Канамори для энергии землетрясения (2.21), получаем уточненную – по сравнению с формулой (5.13) – оценку доли энергии землетрясения, переходящей к волнам цунами

$$\log_{10} E^{FFM} / E_{EQ} = 0.72 M_W - 9.43. \quad (6.4)$$

Из формулы (6.4) следует, что доля энергии землетрясения, переходящая к цунами, растет с увеличением магнитуды от 0.004% (при $M_w=7$) до 0.1% (при $M_w=9$).

В заключение этого раздела остановимся на выявлении роли горизонтальных компонент смещения неровного океанического дна при генерации волн цунами. Заметим, что анализ амплитуды

A в данном случае не представляет особого интереса. Дело в том, что величина A фактически определяется по значениям функции η всего в двух точках, в которых функция η принимает максимальное и минимальное значения. Составляющие функции η , которые обязаны горизонтальным и вертикальным компонентам смещения дна, характеризуются почти полным отсутствием корреляции и значительной изменчивостью. В противоположность изменчивой «точечной» величине A , интегральные характеристики, такие как вытесненный объем V и потенциальная энергия начального возвышения E , очевидно отличаются большей стабильностью, что позволяет вводить на их основе количественные характеристики, описывающие вклад горизонтальных компонент смещения неровного дна в волну цунами.

Сама структура формулы (5.4) и линейность формулы (5.6) позволяют легко разделить вклады вертикальной и горизонтальных компонент смещения дна в вытесненный объем:

$$V = V_{xy} + V_z, \quad (6.5)$$

$$V_{xy} = \iint \left(\frac{\partial H}{\partial x} u_x + \frac{\partial H}{\partial y} u_y \right) dx dy, \quad (6.6)$$

$$V_z = \iint u_z dx dy. \quad (6.7)$$

Нелинейность формулы (5.7) не позволяет сделать аналогичное простое разделение вкладов горизонтальных и вертикальных смещений в энергию. Поэтому вклад горизонтальных смещений в потенциальную энергию начального возвышения мы определим следующим образом:

$$E_{xy} = E - E_z, \quad (6.8)$$

$$E_z = \frac{\rho g}{2} \iint (u_z)^2 dx dy, \quad (6.9)$$

где E_z – потенциальная энергия, рассчитанная с учетом только вертикальной компоненты смещения дна, E – потенциальная энергия, рассчитанная с учетом всех компонент смещения дна по формуле (5.7).

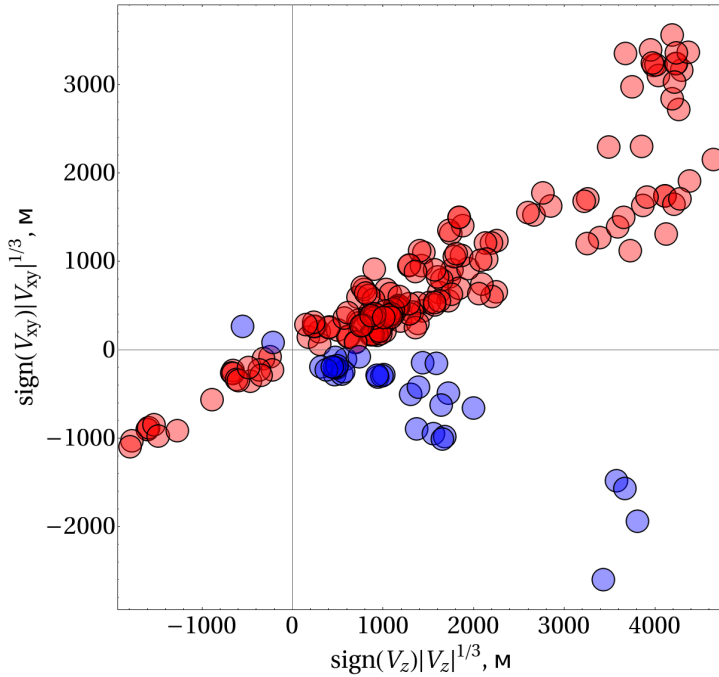


Рис. 6.7. Объем воды, вытесненный горизонтальными компонентами смещения дна V_{xy} , как функция объема, вытесненного вертикальной компонентой смещения V_z . По осям отложены линейные эквиваленты вытесненных объемов с сохранением знака. Цвет кружка при $\text{sign}(V_{xy}) = \text{sign}(V_z)$ красный, при $\text{sign}(V_{xy}) \neq \text{sign}(V_z)$ – синий

Рис. 6.7 иллюстрирует относительную величину вкладов горизонтальных и вертикальной компонент смещения дна в вытесненный объем (V_{xy} и V_z). Обе величины могут иметь как положительный, так и отрицательный знак. Для наглядности мы представляем линейные эквиваленты объемов с сохранением знака: $\text{sign}(V_{xy})|V_{xy}|^{1/3}$ и $\text{sign}(V_z)|V_z|^{1/3}$. Из рисунка видно, что в большинстве случаев (167 из 200) знаки величин V_{xy} и V_z совпадают. Этот впечатляющий и несколько неожиданный

результат означает, что горизонтальные смещения дна, как правило, обеспечивают дополнительный вклад в вытесненный объем. Впервые это свойство было отмечено нами в работе [Nosov et al, 2014].

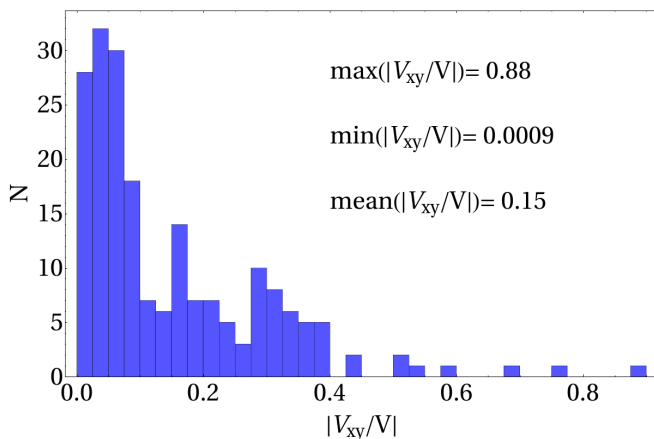


Рис. 6.8. Распределение числа событий по величине $|V_{xy}/V|$. На рисунке указаны минимальное, максимальное и среднее значения величины $|V_{xy}/V|$

Заключение о роли горизонтальных компонент смещения дна в вытеснении воды в очаге цунами можно сделать по распределению, представленному на Рис. 6.8. Из распределения хорошо видно, что далеко не всегда ролью горизонтальных компонент можно пренебрегать. Конечно, в подавляющем большинстве случаев вклад горизонтальных компонент не превышает 40%. Но существуют единичные случаи, когда этот вклад оказывается преобладающим (до 88%). В среднем вклад горизонтальных смещений в вытесненный объем составляет 15%.

На Рис. 6.9 представлена доля потенциальной энергии возвышения водной поверхности, которая обязана вкладу горизонтальных компонент смещения наклонного дна E_{xy}/E , в зависимости от полной потенциальной энергии E . Величина E_{xy}/E может быть как положительной, так и отрицательной

($-0.08 < E_{xy} / E_{xyz} < 0.41$). В большинстве случаев (172 из 200) вклад горизонтальных смещений является положительным. Иными словами, горизонтальные компоненты смещения дна, как правило, дают дополнительный вклад в энергию цунами. Примечательно, что не только для вытесненного объема, но и для энергии цунами этот вклад не является пренебрежимо малым.

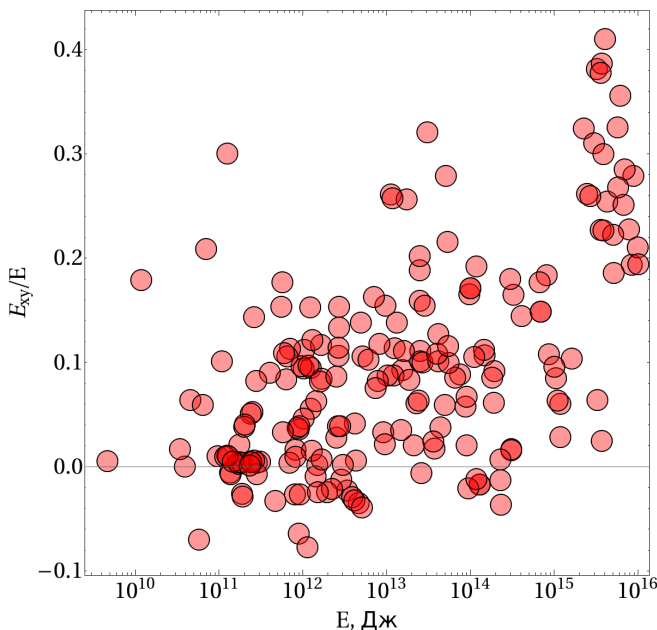


Рис. 6.9. Относительный вклад горизонтальных компонент смещения дна в энергию цунами как функция полного значения энергии

На Рис. 6.10 представлено распределение числа событий по абсолютной величине отношения доли энергии начального возвышения E_{xy} , ассоциирующей с горизонтальными смещениями, к полной энергии начального возвышения E . Распределение подтверждает сделанный ранее вывод от том, что роль горизонтальных смещений в генерации цунами не является пренебрежимо малой. Величина $|E_{xy}/E|$ может достигать 41%, среднее ее значение составляет 10%.

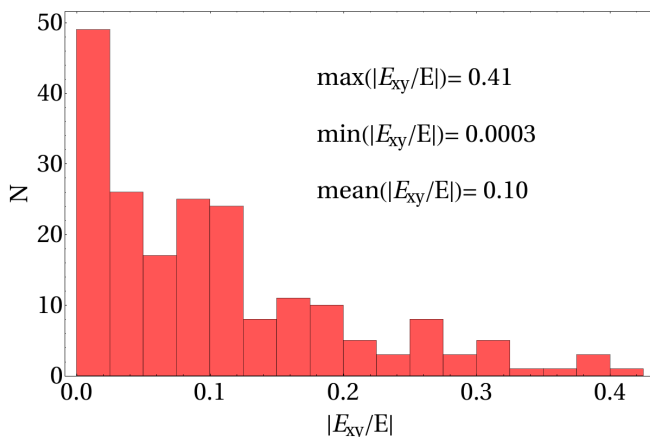


Рис. 6.10. Распределение числа событий по величине $|E_{xy}/E|$. На рисунке указаны минимальное, максимальное и среднее значение величины $|E_{xy}/E|$

Тот факт, что в большинстве случаев горизонтальные смещения наклонного дна обеспечивают дополнительный вклад в объем воды, вытесненной в источнике, и в энергию цунами, говорит о существовании определенной корреляции между рельефом дна и косейсмическими смещениями. Для объяснения факта наличия такой корреляции достаточно вспомнить, что большинство цунамигенных землетрясений приурочены к зонам субдукции [e.g. Satake, Tanioka, 1999; Гусяков, 2014], которым свойственны определенные формы рельефа дна океана, такие, например, как глубоководные желоба. И, несмотря на то, что каждое сейсмическое событие индивидуально, в целом землетрясения в зонах субдукции происходят по определенным «сценариям», одним из проявлений которых и является наблюдаемая скоррелированность вертикальных и горизонтальных косейсмических смещений подводных склонов.

Глава 7

Сопоставление результатов численного моделирования цунами с измерениями волн в открытом океане

Убедиться в корректности описания процесса генерации цунами землетрясением можно путем сопоставления результатов численного моделирования волн с измерениями колебаний уровня моря в открытом океане. Использование данных, полученных береговыми мареографами, не очень подходит для решения этой задачи. Резонансные эффекты на шельфе и в бухтах, нелинейная трансформация волн на мелководье и в процессе наката на берег, обрушение волн, – все это сложным образом сказывается на структуре волнового поля и делает его трудно воспроизводимым. Кроме того, динамика волн цунами на мелководье и при накате на берег может быть весьма чувствительной к мелкомасштабным формам рельефа. Батиметрические и топографические данные с детализацией $\sim 1-10$ м во многих случаях либо недоступны, либо отсутствуют в принципе. Отдельно следует обозначить проблему качества цифровых моделей рельефа дна, – их точность часто оставляет желать лучшего [e.g. Nosov, Kolesov, 2011; Куликов и др., 2016]. И, наконец, численное моделирование динамики цунами с высоким пространственным разрешением, которое необходимо на мелководье и в зоне наката, – это весьма трудоемкая вычислительная задача, для решения которой требуется высокопроизводительный компьютер.

Воспроизведение динамики цунами в открытом океане – на больших глубинах – представляет собой относительно простую вычислительную задачу. Связано это с возможностью применения линейных уравнений и относительно грубых расчетных сеток [Harig et al., 2008; Носов, 2017]. Кроме того, вопросы наличия, пространственного разрешения и качества батиметрических данных в открытом океане не стоят так остро, как на мелководье. Существующие ныне в открытом доступе глобальные батиметрические данные (GEBCO, <https://www.gebco.net>) представлены на сетке с шагом 15 угловых секунд (≈ 460 м на

экваторе). Для моделирования цунами на больших глубинах такое разрешение является даже несколько избыточным. Что касается неточностей батиметрической информации, то на больших глубинах их влияние на распространение цунами невелико.

Покажем, что мелкомасштабные неоднородности рельефа дна (неточности в батиметрических данных) слабо влияют на распространение длинных волн. Для этой цели обратимся к одному из результатов линейной теории длинных волн на воде. Пусть монохроматическая волна длиной λ распространяется в канале глубиной H . Циклическая частота и волновое число этой волны связаны дисперсионным соотношением $\omega = \sqrt{gH} k$ ($k = 2\pi/\lambda$). На дне канала расположено препятствие прямоугольной формы, длина которого D , а высота ΔH . В результате взаимодействия с препятствием волна частично отражается, а частично проходит за препятствие. Теория длинных волн позволяет аналитически рассчитать амплитудный коэффициент прохождения волны [Mofjeld et al., 2000]:

$$T = \frac{T_{\min}}{\sqrt{T_{\min}^2 \cos^2 \beta + \sin^2 \beta}}, \quad (7.1)$$

$$\text{где } T_{\min} = \frac{2\sqrt{(H - \Delta H)/H}}{1 + (H - \Delta H)/H},$$

$\beta = \hat{k}D$ – разница фаз между границами препятствия, \hat{k} – волновое число над препятствием ($\hat{k} = k\sqrt{H/(H - \Delta H)}$).

С использованием формулы (7.1) легко оценить, что при типичных для открытого океана условиях ($H = 5 \cdot 10^3$ м, $\lambda = 10^5$ м) препятствие со значительными размерами $D = 2 \cdot 10^3$ м и $\Delta H = 10^3$ м будет характеризоваться коэффициентом прохождения, который очень близок к единице: $T \approx 0.999877$. Иными словами, неоднородность дна указанных размеров чрезвычайно слабо влияет на распространение волны цунами. Следовательно, отдельные неточности в батиметрических данных означенного или меньшего масштабов не будут «замечены» волной цунами.

В настоящее время регистрация цунами в открытом океане производится с применением датчиков давления, установленных на дне океана. Этот метод был предложен С.Л. Соловьевым в 1960-70 годах [Соловьев, 1968; Жак, Соловьев, 1971]. Ранее волны цунами регистрировались исключительно береговыми станциями. К настоящему времени глубоководные измерения уровня моря донными датчиками давления (PG – Pressure Gauge) широко используются для решения различных научных и практических задач, в том числе и для мониторинга цунами [Рабинович, 2014].

Из современных глубоководных регистраторов цунами наибольшей известностью среди специалистов пользуется система DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis, <https://www.ndbc.noaa.gov/dart.shtml>), насчитывающая ныне около 60 станций, установленных в различных регионах Мирового океана. Кроме DART, функционируют различные региональные глубоководные измерители уровня моря, например, NEPTUNE [Barnes, Team, 2007], EMSO [Favali, Beranzoli, 2009]. Особо следует отметить две сети глубоководных обсерваторий вблизи Японии: DONET (Dense Oceanfloor Network System for Earthquakes and Tsunamis) [Kaneda, 2010] и S-net (Seafloor Observation Network for Earthquakes and Tsunamis) [Kanazawa, 2013]. Из всех действующих ныне аналогичных сетей именно DONET (51 обсерватория) и S-net (150 обсерваторий) представляют собой наиболее масштабные системы.

Несомненно перспективным в области глубоководных измерений является проект SMART (Science Monitoring and Reliable Telecommunication), который направлен на оснащение следующего поколения подводных трансокеанских кабелей различными геофизическими сенсорами, в том числе и датчиками давления [Tilman et al., 2017]. Блоки сенсоров предполагается устанавливать на репитерах, которые расположены на кабелях с интервалом около 50 км. Приблизительная оценка показывает, что в результате реализации проекта SMART общее число донных обсерваторий в Мировом океане может возрасти до нескольких тысяч.

С точки зрения детектирования волн цунами глубоководные регистраторы обладают целым рядом преимуществ по сравнению с береговыми мареографами. Среди этих преимуществ следует в

первую очередь выделить заблаговременность выявления волны и неустойчивость измерительной системы по отношению к разрушающему воздействию катастрофических цунами [Titov et al., 2005; Levin, Nosov, 2016]. Пожалуй единственным серьезным недостатком глубоководных регистраторов цунами является зашумленность сигнала проявлениями сейсмических и гидроакустических волн. В ближней зоне, т.е. в области очага цунами или вблизи него, уровень этих «шумов» может превосходить уровень сигнала цунами на несколько порядков [Watanabe et al., 2004; Nosov, Kolesov, 2007].

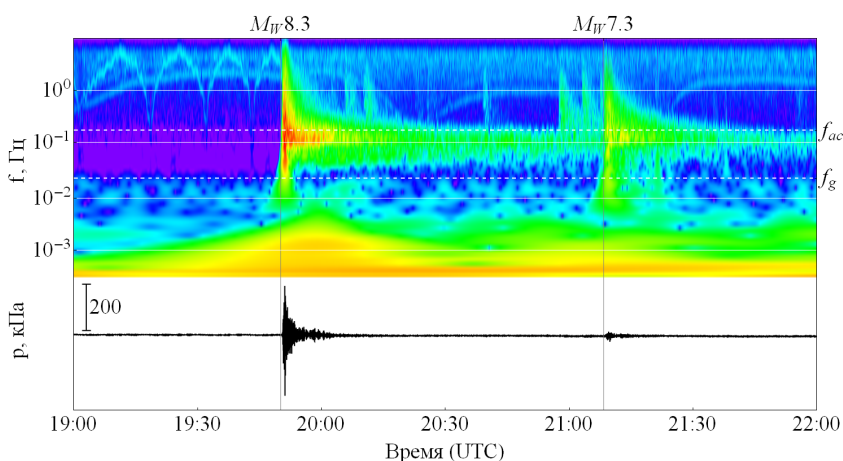


Рис. 7.1. Вариации придонного давления, зарегистрированные датчиком PG2 станции Kushiro-Tokachi/JAMSTEC во время землетрясения и цунами Токачи-оки 25 сентября 2003 г., и спектрограмма сигнала. Вертикальными линиями отмечены моменты времени, соответствующие основному сейсмическому событию $M_W 8.3$ и первому сильному афтершоку $M_W 7.3$. Белыми пунктирными линиями на спектрограммах показано положение критических частот для гидроакустических (f_{ac}) и гравитационных (f_g) волн

На Рис. 7.1, в качестве примера регистрации вариаций придонного давления в ближней зоне, показана запись, сделанная

датчиком PG2 обсерватории Kushiro-Tokachi/JAMSTEC во время землетрясения и цунами Токачи-оки 2003. Измеритель давления PG2 располагался непосредственно в очаге цунами. Из рисунка видно, что амплитуда вариаций давления достигает нескольких сотен кПа. Колебания давления, обязанные гравитационным волнам и поднятию дна, имеют амплитуду на два порядка меньшую, поэтому они на записи не различимы.

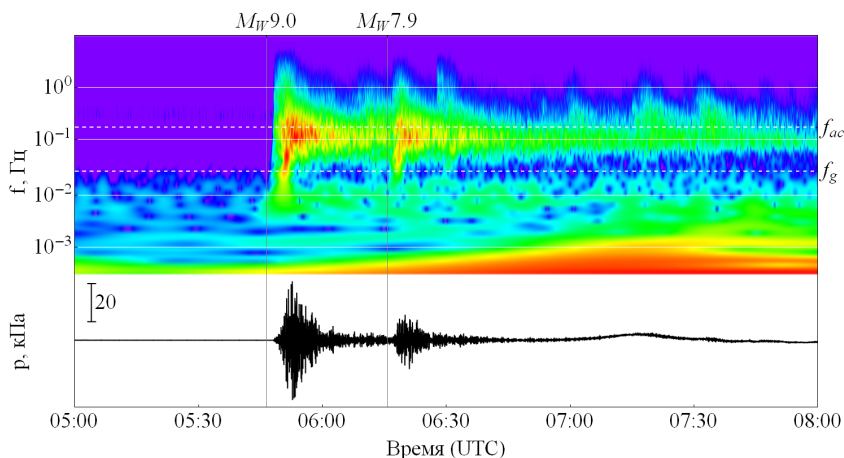


Рис. 7.2. Вариации придонного давления, зарегистрированные станцией B08 системы DONET во время катастрофического землетрясения и цунами в Японии 11 марта 2011 г., и спектрограмма сигнала. Вертикальными линиями отмечены моменты времени, соответствующие основному сейсмическому событию $M_W 9.0$ и первому сильному афтершоку $M_W 7.9$. Белыми пунктирными линиями на спектрограммах показано положение критических частот для гидроакустических (f_{ac}) и гравитационных (f_g) волн

На Рис. 7.2 представлен пример регистрации вариаций придонного давления в дальней зоне. Запись сделана датчиком PG станции B08 системы DONET во время катастрофического землетрясения и цунами Тохоку-оки 2011. Система DONET располагалась в 800 км от эпицентра землетрясения. В силу

значительной разницы в скоростях распространения сейсмических волн и волн цунами, их проявления на записи разделены во времени. Сейсмические волны вступают через несколько минут после начала землетрясения, волны цунами – более чем через час (около 7:10 UTC). Амплитуда сейсмических волн составляла несколько десятков кПа, амплитуда цунами – на порядок меньше. К моменту вступления цунами сейсмические колебания дна уже затухли, поэтому волны цунами хорошо различимы на записи и без какой-либо специальной обработки.

Для корректного выделения сигнала цунами из наблюдаемых вариаций придонного давления важно понимать, каким образом эти вариации формируются. В общем случае колебания придонного давления создаются следующими процессами: поверхностными и внутренними гравитационными волнами, гидроакустическими волнами и сейсмическими движениями дна, а также колебаниями атмосферного давления.

Волны цунами относятся к поверхностным гравитационным волнам, поэтому вариации придонного давления, создаваемые этими волнами, мы будем рассматривать как основной эффект. Проявления всех прочих упомянутых выше процессов будем полагать вторичными или шумовыми.

Рассмотрение начнем с основного эффекта. В рамках линейной потенциальной теории амплитуда колебаний свободной поверхности жидкости в бегущей гармонической волне ξ и амплитуда создаваемых этой волной колебаний придонного давления p связаны следующей формулой (см. Приложение 1):

$$\frac{p}{\rho g \xi} = \frac{1}{ch(kH)}, \quad (7.2)$$

где ρ – плотность воды, g – ускорение силы тяжести.

Величина $1/ch(kH)$, определяющая амплитуду вариаций придонного давления, представлена на Рис. 7.3 как функция безразмерной частоты $f\sqrt{H/g}$. При построении зависимости использовано дисперсионное соотношение (п.1.8), связывающее волновое число k с циклической частотой ω ($\omega = 2\pi f$). Из Рис. 7.3 видно, что в высокочастотном диапазоне величина $1/ch(kH)$ быстро убывает с ростом частоты. В разделе 3 из

условия $1/ch(kH) = 0.01$ была введена критическая частота f_g (формула (3.8)). Обозначенный в разделе 3 физический смысл величины f_g – предельная (максимальная) частота, при которой колебания дна способны возбуждать гравитационные волны. На основании формулы (7.2) критической частоте f_g можно приписать дополнительный смысл. Это предельная частота, при которой поверхностные гравитационные волны проявляются в вариациях придонного давления.

Корректность определения частоты f_g легко проверить по данным натурных измерений, которые представлены на Рис. 7.1 и 7.2. На спектрограммах хорошо видно, что до момента вступления сейсмического сигнала датчики давления регистрируют естественные шумы исключительно в диапазоне $f < f_g$. Эти шумы представляют собой проявления фоновых поверхностных гравитационных волн. Сигналы в диапазоне $f > f_g$ отсутствуют в силу того, что колебания давления, создаваемые короткими поверхностными волнами, не проникают на большие глубины. Аппаратные помехи в высокочастотном диапазоне на Рис. 7.1 не следует принимать во внимание.

Далее мы вновь обратимся к Рис. 7.3, из которого можно заключить, что при уменьшении частоты величина $1/ch(kH)$ стремится к единице. Из условия $1/ch(kH) = 0.99$ введем еще одну критическую частоту [Levin, Nosov, 2016; Nosov et al., 2018]:

$$f_{lw} = 0.0225\sqrt{g/H}. \quad (7.3)$$

Физический смысл величины f_{lw} – предельная частота вплоть до которой с точностью не хуже 1% выполняется закон гидростатики: $p = \rho g \xi$. Закон гидростатики работает в теории длинных волн (*long waves*), поэтому критическую частоту мы обозначаем f_{lw} . Эта частота условно разделяет диапазоны длинных ($f < f_{lw}$) и коротких ($f > f_{lw}$) волн.

В диапазоне $f_{lw} < f < f_g$ проявление поверхностных волн в колебаниях придонного давления ослаблено и сильно зависит от частоты. В диапазоне длинных волн $f < f_{lw}$ пересчет вариаций

давления в колебания поверхности возможен максимально простым способом – делением на постоянный коэффициент:

$$\zeta = p / \rho g . \quad (7.4)$$

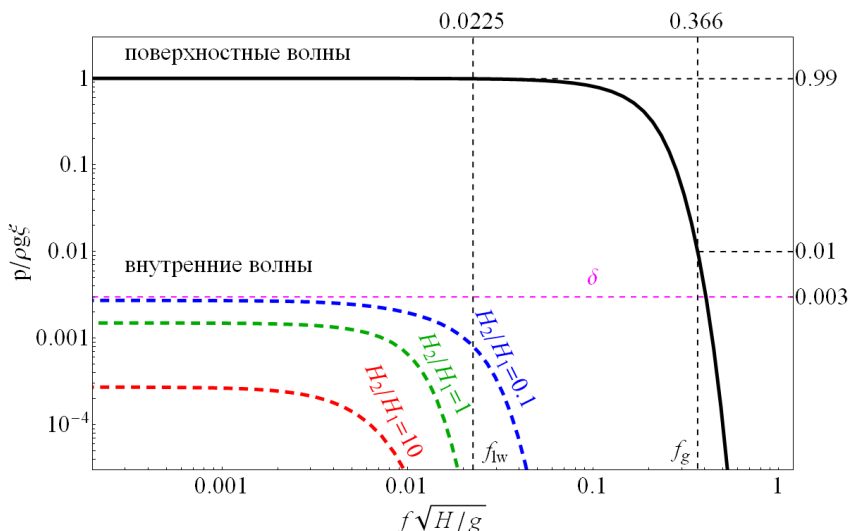


Рис. 7.3. Амплитуда вариаций давления p , создаваемых на дне поверхностными (сплошная линия) и внутренними (пунктир) волнами с амплитудой ξ , как функция частоты f . Расчет выполнен при типичном для океана относительном перепаде плотностей $\delta = 0.003$ и наборе отношений толщин нижнего и верхнего слоев H_2/H_1 (указаны на рисунке). Горизонтальная пунктирная линия – уровень δ . Вертикальные пунктиры – положение критических частот f_{lw} и f_g

Далее обсудим вклад гидроакустических волн в вариации придонного давления. Напомним, что гидроакустические волны в водном слое существуют в диапазоне $f \geq f_{ac} = c/4H$, где c – скорость звука в воде (см. Главу 3). Несложно убедиться, что в условиях нашей планеты при любых глубинах океана $f_{lw} \ll f_{ac}$. Следовательно, при выделении сигнала цунами путем применения низкочастотного фильтра с частотой отсечки f_{lw} все вариации

давления, обаянные гидроакустическим волнам, будут автоматически подавлены.

Оценим вклад сейсмических колебаний дна в вариации придонного давления. Пусть горизонтальный участок дна совершает гармонические колебания в вертикальном направлении с амплитудой η и циклической частотой ω . Тогда несжимаемый водный слой, колеблющийся как единое целое, будет оказывать на дно динамическое давление, амплитуда которого может быть рассчитана по второму закону Ньютона [Filloux, 1983]:

$$p_d = \rho H \eta \omega^2. \quad (7.5)$$

Отношение амплитуд вариаций давления, создаваемых длинными поверхностными волнами и колебаниями дна, дается формулой:

$$\frac{p_d}{\rho g \xi} = \frac{H \eta \omega^2}{g \xi} < \frac{H 4 \pi^2 f_{lw}^2 \eta}{g \xi} \approx 0.02 \frac{\eta}{\xi}. \quad (7.6)$$

Ограниченность правой части выражения (7.6) обязана тому, что частота ограничена величиной f_{lw} . С учетом предположения $\xi \sim \eta$ можно заключить, что в диапазоне длинных волн ($f < f_{lw}$) вклад сейсмических движений дна в вариации давления не превышает 2%. Итак, применение низкочастотного фильтра с частотой отсечки f_{lw} практически исключает проявления сейсмических колебаний дна. Здесь еще важно отметить, что для условий открытого океана (при $H = 5000 \text{ м}$) частота является весьма низкой $f_{lw} \sim 10^{-3} \text{ Гц}$. Такие низкие частоты далеко не всегда присутствуют в спектре сейсмических волн, так как они возбуждаются только очень мощными землетрясениями ($M_W 9+$) [e.g. Denolle, Shearer, 2016].

На Рис. 7.4 демонстрируется эффективность применения низкочастотного фильтра с частотой отсечки f_{lw} для выделения сигнала цунами. В качестве примера выбран сигнал, зарегистрированный датчиком давления станции B08 системы DONET во время катастрофического землетрясения и цунами Тохоку-оки 2011. Оригинальный сигнал, имеющий частоту оцифровки 10 Гц, сильно зашумлен проявлениями гидроакустических и сейсмических волн. Фильтрация с частотой

отсечки f_g подавляет большую часть шумов, но оставляет заметные проявления колебаний дна при вступлении сейсмических волн. Фильтрация с частотой отсечки f_{lw} полностью устраняет шумовую компоненту сигнала, оставляя в записи исключительно проявления длинных гравитационных волн.

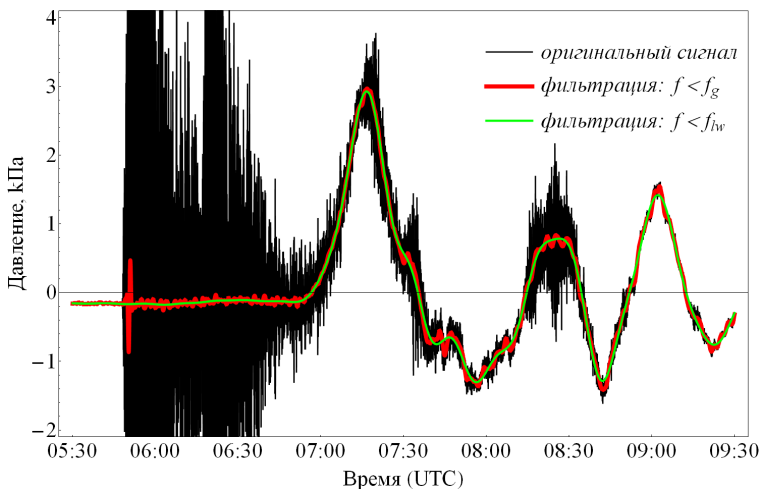


Рис. 7.4. Вариации придонного давления, зарегистрированные станцией B08 системы DONET во время катастрофического землетрясения и цунами в Японии 11 марта 2011 г. Сопоставление оригинального сигнала и результатов фильтрации с частотами отсечки f_g и f_{lw}

Оценим вклад в вариации придонного давления внутренних волн. Оценку будем основывать на модели двухслойной жидкости в приближении «твёрдой крышки». В рамках линейной потенциальной теории связь между вариациями придонного давления p и амплитудой колебаний поверхности раздела слоев ξ дается следующей формулой (см. Приложение 2):

$$\frac{p}{\rho g \xi} = \frac{\delta}{sh[kH_2] \left(\frac{1}{th[kH_2]} + \frac{1}{th[kH_1]} \right)}, \quad (7.7)$$

где $\delta = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$ – относительный перепад плотностей между слоями, H_1 , H_2 и ρ_1 , ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) – толщины и плотности верхнего и нижнего слоев соответственно.

Величина, фигурирующая в правой части формулы (7.7), представлена на Рис. 7.3 как функция безразмерной частоты $f\sqrt{H/g}$ (цветные пунктирные линии). Частота определялась по волновому числу k с использованием дисперсионного соотношения для волн в двухслойной жидкости:

$$\omega^2 = \frac{k g \delta}{\frac{1}{th[kH_2]} + \frac{1}{th[kH_1]}}. \quad (7.8)$$

Расчет был выполнен при типичном для океана значении относительного перепада плотностей $\delta = 0.003$ [e.g. Гилл, 1986] для трех вариантов отношения толщин слоев ($H_2/H_1 = 1, 10, 100$).

На Рис. 7.3 также представлена правая часть формулы (7.2) как функция безразмерной частоты $f\sqrt{H/g}$ (черная сплошная линия). В этом случае частотная зависимость устанавливалась с применением дисперсионного соотношения для поверхностных гравитационных волн на воде (п.1.8).

Сопоставляя ход зависимостей, показанных на Рис. 7.3, можно заключить, что амплитуда колебаний давления, создаваемых на дне океана поверхностными и внутренними волнами, значительно отличается. В любом частотном диапазоне при равной амплитуде поверхностных и внутренних волн доминируют вариации давления, вызываемые поверхностными волнами.

Резкий экспоненциальный спад зависимостей для внутренних волн приурочен к частотам, которые примерно на порядок ниже критической частоты f_g . Следовательно, в диапазоне $f_{lw} < f < f_g$ проявления внутренних волн в вариациях давления исключены.

Максимальные проявления в вариациях придонного давления свойственны длинным внутренним волнам. В длинноволновом пределе ($kH_1 \ll 1$, $kH_2 \ll 1$) формула (7.7) принимает вид:

$$\frac{p}{\rho g \xi} = \frac{\delta}{1 + H_2/H_1}. \quad (7.9)$$

Из формулы (7.9) следует, что вклад внутренних волн в вариации давления убывает при увеличении отношения H_2/H_1 . Максимально возможная амплитуда вариаций давления составляет $p_{\text{int}} = \lim_{H_2/H_1 \rightarrow 0} p = \rho g \xi \delta$. (7.10)

Для типичной амплитуды внутренних волн в океане ~ 10 м [Garrett, Munk, 1979] формула (7.10) дает оценку амплитуды вариаций давления $p_{\text{int}} \sim 300$ Па (~ 3 см водяного столба). Учет экстремально больших амплитуд внутренних волн (~ 100 м) десятикратно увеличивает эту оценку $p_{\text{int}} \sim 3000$ Па (~ 30 см водяного столба). Это давление соответствует заметной для датчиков давления величине. Но делать вывод о том, что проявления внутренних волн могут серьезно затруднить регистрацию волн цунами донными датчиками давления, было бы неверно. Дело в том, что внутренние волны существуют на градиенте (скачке) плотности в верхних слоях океана. Типичная величина отношения $H_2/H_1 \sim 30$ ($H_2 = 4500$ м, $H_1 = 150$ м). В соответствии с формулой (7.9), которая учитывает соотношение толщин слоев, проявления типичных внутренних волн с амплитудой ~ 10 м будут создавать «шум» в вариациях придонного давления на уровне ~ 1 мм водяного столба, что сопоставимо с разрешающей способностью датчиков давления. Проявления внутренних волн с экстремально большой амплитудой ~ 100 м могут достигать ~ 1 см водяного столба. Впрочем, вероятность появления таких интенсивных длинных внутренних волн невысока. Кроме того, короткие интенсивные внутренние волны будут дополнительно ослаблены за счет « $1/sh(kH_2)$ - эффекта» (см. формулу (7.7)). В любом случае шумы в вариациях придонного давления на уровне ~ 1 см водяного столба не могут затруднить выявление опасных цунами.

Далее рассмотрим проявления колебаний атмосферного давления в вариациях придонного давления. Пусть вдоль свободной поверхности однородного слоя жидкости глубиной H бежит волна атмосферного давления:

$$p_{atm} = p_a \sin(kx - \omega t), \quad (7.11)$$

где p_a – амплитуда колебаний атмосферного давления, k – волновое число, ω – циклическая частота. В Приложении 3 в рамках линейной потенциальной теории получена формула, связывающая амплитуды придонного p_b и атмосферного p_a давлений (п.3.13). Для удобства физической интерпретации результатов в формуле (п.3.13) целесообразно перейти от величин k и ω к длине волны $\lambda = 2\pi/k$ и скорости распространения атмосферного возмущения $U = \omega/k$. После элементарных преобразований получаем:

$$\frac{p_b}{p_a} = \frac{U^{*2}}{ch[2\pi/\lambda^*] \left(U^{*2} - \frac{th[2\pi/\lambda^*]}{2\pi/\lambda^*} \right)}, \quad (7.12)$$

где $U^* = U/\sqrt{gH}$ и $\lambda^* = \lambda/H$ – безразмерные скорость распространения и длина волны атмосферного возмущения.

Структура функции (7.12), определяющей величину отношения p_b/p_a , представлена на Рис. 7.5 изолиниями (сплошные линии). Пунктирной линией на рисунке показана кривая, соответствующая зависимости фазовой скорости гравитационных поверхностных волн от длины волны. Напомним, что фазовая скорость гравитационных волн определяется по дисперсионному соотношению (п.1.8) ($c_{ph} = \omega/k$):

$$c_{ph} = \sqrt{\frac{th[2\pi/\lambda^*]}{2\pi/\lambda^*}}. \quad (7.13)$$

Из Рис. 7.5 видно, что отношение амплитуд давлений p_b/p_a принимает отрицательные значения при $U < c_{ph}$ и положительные – при $U > c_{ph}$. Если значения U и c_{ph} близки, то амплитуда вариаций давления на дне резко возрастает. Это явление

именуется резонанс Праудмена [Proudman, 1953] ($\lim_{U \rightarrow c_{ph}} p_b / p_a = \infty$). Заметим, что резонансное совпадение

скоростей не свойственно открытому океану, но оно может иметь место на шельфе – при небольших глубинах. При резонансе датчики давления, расположенные на дне, могут регистрировать не только поверхностные волны, но и проявления вариаций атмосферного давления. С резонансом Праудмена связывают генерацию метеоцунами [Левин, Носов, 2005].

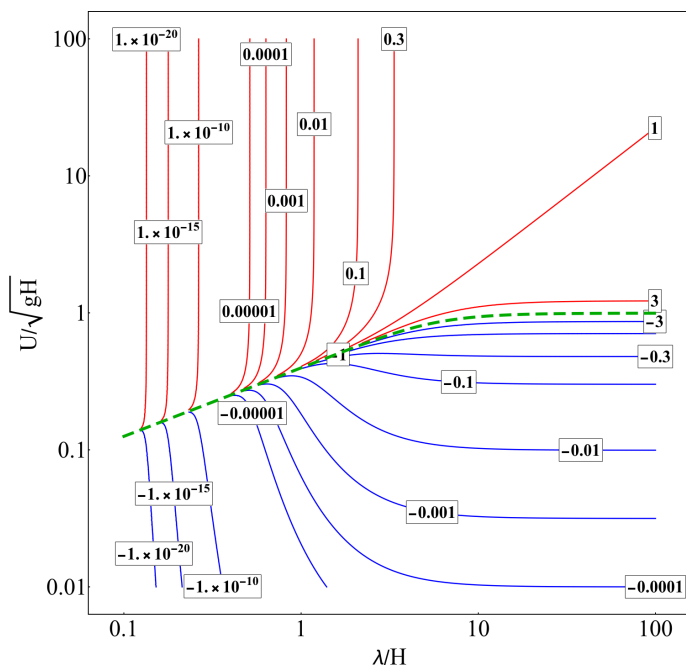


Рис. 7.5. Амплитуда давления на дне, нормированная на амплитуду бегущего атмосферного возмущения (p_b / p_a), как функция безразмерных длины волны λ / H и скорости распространения атмосферного возмущения U / \sqrt{gH} . Структура функции показана изолиниями: $p_b / p_a > 0$ – красные, $p_b / p_a < 0$ – синие. Зеленая пунктирная линия – зависимость фазовой скорости гравитационных поверхностных волн от длины волны

Продолжая анализ структуры функции, показанной на Рис. 7.5, отметим, что колебания атмосферного давления с пространственным масштабом менее глубины океана ($\lambda/H < 1$) не должны проявляться в вариациях придонного давления из-за « $1/ch[kH]$ – эффекта». По крайней мере, проявления мелкомасштабных неоднородностей атмосферного давления будут сильно ослаблены. Это правило работает при любом соотношении скоростей U и c_{ph} , кроме, конечно, маловероятного случая, когда скорости оказываются очень близкими.

Если пространственные масштабы неоднородностей атмосферного давления существенно превосходят глубину океана ($\lambda/H \gg 1$), то высокоскоростные перемещения этих неоднородностей ($U \gg c_{ph}$) будут проявляться на дне практически без ослабления ($p_b/p_a \sim 1$), а низкоскоростные ($U \ll c_{ph}$) со значительным ослаблением ($|p_b/p_a| \ll 1$).

Известно, что максимально возможные амплитуды изменений атмосферного давления присущи тропическим циклонам, падение давления в которых может достигать 10% нормального атмосферного давления (~ 1 м водяного столба). Типичный размер тропического циклона ~ 500 км, скорость перемещения ~ 10 м/с [e.g. Rego, Li, 2009]. Для условий открытого океана ($H = 5000$ м) это соответствует следующим значениям безразмерных параметров: $\lambda/H \approx 100$, $U/\sqrt{gH} \approx 0.05$. В этом случае отношение давлений составляет $p_b/p_a \approx -0.0025$. Следовательно, на больших глубинах тропический циклон с экстремально большим падением давления проявится на дне океана как незначительное повышение давления с амплитудой не более 2.5 мм водяного столба. Шумы такого уровня, очевидно, не влияют на выделение цунами. Кроме того, важно понимать, что период колебаний давления, создаваемых циклоном, заметно превышает типичные периоды волн цунами ($10^2 - 10^4$ с).

Мощные колебания атмосферного давления могут быть обязаны взрывам в атмосфере, в том числе и взрывам естественного происхождения (вулканы, метеориты). Но эти явления чрезвычайно редки, поэтому принимать их во внимание

как источник шумов для измерителей донного давления мы не будем. Тем более, что эта задача требует специального исследования.

Численное воспроизведение цунами в открытом океане будем проводить с использованием линейной теории длинных волн. Если пренебречь вращением Земли, атмосферное давление полагать постоянным, а дно неподвижным, то уравнения этой теории сводятся к однородному волновому уравнению относительно смещения свободной поверхности ξ [Носов, 2019]:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \operatorname{div}(gH\nabla\xi) = 0. \quad (7.14)$$

В большинстве случаев численное моделирование цунами проводится в расчетных областях океанского масштаба, что требует обязательного учета кривизны поверхности Земли. Для этой цели используются различные криволинейные системы координат, – как правило, применяются традиционные сферические координаты. В сферических координатах уравнение (7.14) имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{R^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(gH \frac{\partial \xi}{\partial \psi} \right) + \frac{1}{R^2 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(gH \cos \varphi \frac{\partial \xi}{\partial \varphi} \right), \quad (7.15)$$

где R – средний радиус Земли ($R \approx 6.371 \cdot 10^6$ м), ψ – долгота, φ – широта.

Уравнение (7.15) решается с граничным условием непротекания (полного отражения) на береговой линии

$$\frac{\partial \xi}{\partial \bar{\mathbf{n}}} = 0, \quad (7.16)$$

где $\bar{\mathbf{n}}$ – нормаль к береговой линии. На практике граничное условие непротекания («вертикальная стенка») ставится на некоторой близкой к береговой линии изобате (обычно ~ 10 м).

В силу скоротечности процессов в очаге землетрясения динамикой деформации дна пренебрегают. Предполагается, что в результате землетрясения в очаге цунами мгновенно формируется остаточная (косейсмическая) деформация дна. Деформация дна приводит к вытеснению воды и формированию возмущения

свободной поверхности океана ξ_0 . Это возмущение именуется «начальное возвышение». Начальное возвышение ξ_0 и нулевое поле скорости течения, что эквивалентно $\partial\xi/\partial t = 0$, используются в качестве начальных условий для решения уравнения (7.14)

$$t = 0: \quad \xi = \xi_0, \quad \partial\xi/\partial t = 0. \quad (7.17)$$

Простейшая или «традиционная» модель очага цунами предполагает, что начальное возвышение эквивалентно вертикальной компоненте остаточного смещения дна. Несмотря на невысокую точность, такое предположение является весьма распространенным при моделировании цунами [e.g. Titov et al., 2003; Alasset et al., 2006; Popinet, 2012].

Более точная модель, которая может быть построена, например, в рамках 3D потенциальной теории, учитывает вклад вертикальных и горизонтальных компонент смещения неровного дна [Tanioka, Satake, 1996; Носов и др., 2011], а также «сглаживающий эффект» водного слоя (см. Главу 3). Здесь мы не будем останавливаться на описании этой модели. Она детально представлена в серии статей [Носов, Колесов, 2009; Nosov, Kolesov, 2011; Носов, Семенцов, 2014; Носов и др., 2018], а также и в учебном пособии [Носов, 2019].

В качестве примера численного расчета мы выбрали цунами Тохоку-оки 2011. На Рис. 7.6 (слева) показано векторное поле косейсмического смещения, рассчитанное по распределению подвижки, представленному на сайте USGS (время загрузки данных 2012 г). Способ расчета косейсмического смещения дна подробно описан в Главе 6. Из рисунка видно, что поднятие дна достигало почти 9 м, а опускание – 2 м. Горизонтальное смещение составило более 17 м.

На Рис. 7.6 справа показано начальное возвышение водной поверхности, восстановленное по векторному полю косейсмического смещения дна с учетом распределения глубин. Именно это начальное возвышение использовалось в качестве начального условия при численном моделировании распространения цунами.

Уравнения (7.15)-(7.17) аппроксимировались явной конечно-разностной схемой с шаблоном «крест». Расчетная область простиралась от $134^\circ E$ до $180^\circ E$ по долготе и от $15^\circ N$ до $55^\circ N$

по широте. Шаги по долготе и широте Δ_{lon} и Δ_{lat} соответствовали 1 угловой минуте. Шаг по времени устанавливался в соответствии с условием Куранта

$$\Delta t < \min(\Delta_{lon}, \Delta_{lat}) / \sqrt{gH_{\max}}, \quad (7.18)$$

где H_{\max} – максимальная глубина в расчетной области. Шаг по времени составлял $\Delta t \approx 3$ с. Распределение глубин океана было заимствовано из цифрового атласа GEBCO.

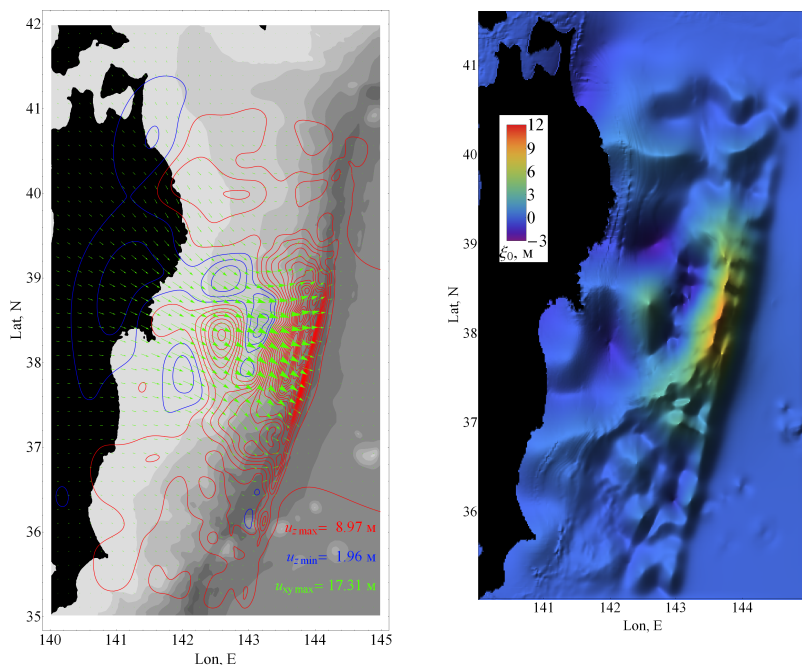


Рис. 7.6. Векторное поле косейсмического смещения дна (слева) и начальное возвышение свободной поверхности (справа) в очаге цунами Тохоку-оки 2011. Красные изолинии – поднятие, синие – опускание, шаг изолиний 0.4 м. Зелеными стрелками показана горизонтальная компонента смещения. Амплитуда смещения свободной поверхности в начальном возвышении показана в соответствии с цветовой шкалой (левый верхний угол)

Сопоставление результатов численного моделирования и натурных измерений показано на Рис. 7.7. Предварительно из записей была удалена приливная компонента сигнала. В силу значительной удаленности станций DART от сейсмического источника, сигнал цунами и предшествующий ему всплеск, обязанный проявлению сейсмических волн, разделены по времени. Поэтому проблем с выделением сигнала цунами не возникает. И описанная выше фильтрация (см. Рис. 7.4) в данном случае не применялась.

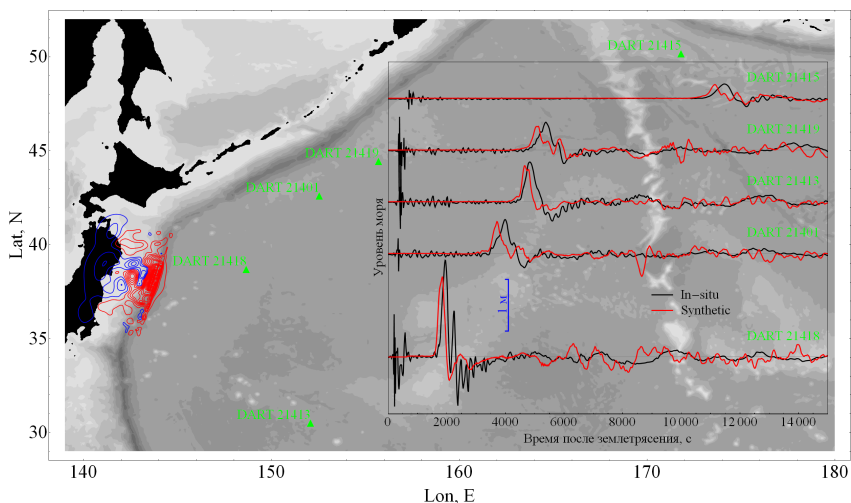


Рис. 7.7. Расчетная область. Изолиниями показан источник цунами Тохоку-оки 2011 (красные линии – поднятие дна, синие – опускание). Треугольники – расположение ближайших к источнику глубоководных станций уровня моря DART. На врезке представлено сопоставление результатов численного моделирования (Synthetic) и зарегистрированных волновых форм (In-situ)

Из Рис. 7.7 можно сделать заключение, что лидирующая волна довольно неплохо воспроизводится численной моделью. По крайней мере, время вступления и амплитуда реального и синтетического сигналов оказываются весьма близкими. В некоторых случаях даже неплохо воспроизводятся некоторые

особенности формы сигнала. В частности, легко заметить, что лидирующая волна на станции DART 21418 заметно короче, чем на остальных станциях. Этот факт отражен и в зарегистрированных, и в синтетических волновых формах.

Волновой процесс, следующий за лидирующей волной, воспроизводится плохо. У этого несоответствия две основные причины. Во-первых, теория длинных волн не воспроизводит слабую фазовую дисперсию, присущую волнам цунами [Watada et al., 2014; Носов, 2017]. Во-вторых, граничное условие полного отражения (7.17) неточно описывает взаимодействие сильно нелинейных волн цунами с побережьем [Бернацкий, Носов, 2012].

Возвращаясь к лидирующей волне, подчеркнем, что неточность воспроизведения амплитуды цунами составляет не порядок и не 100%, а всего 10-20%. Этот факт тем более удивителен, если мы вспомним, какой сложный и длинный путь был пройден для достижения этого результата. На первом этапе по сейсмическим волнам была восстановлена структура подвижки в очаге землетрясения (FFM). На втором этапе с использованием формул Окада было рассчитано векторное поле косейсмического смещения дна океана. На третьем этапе по векторному полю смещения и распределению глубин океана рассчитано начальное возвышение водной поверхности в очаге цунами. И, наконец, на заключительном этапе рассчитана эволюция линейных длинных волн, порожденных начальным возвышением. Совпадение измеренных и расчетных волн свидетельствует о том, что весь путь был пройден без принципиальных ошибок. В частности, это подтверждает корректность изложенных выше представлений о генерации цунами землетрясением.

Дальнейшее повышение точности воспроизведения цунами, по-видимому, может быть достигнуто учетом динамики испарывания разрыва в очаге землетрясения, и использованием более точных гидродинамических моделей, описывающих распространение волн в океане и их накат на берег.

Приложение 1

Вариации придонного давления, создаваемые поверхностными волнами

Рассмотрим слой идеальной однородной жидкости в поле силы тяжести (см. Рис. п.1). Глубину бассейна H будем полагать постоянной. Начало прямоугольной системы координат $0xz$ расположим на невозмущенной свободной поверхности жидкости. Ось $0z$ направим вертикально вверх, ось $0x$ – горизонтально. Атмосферное давление, действующее на свободную поверхность жидкости $p_{атм}$, будем полагать постоянным.

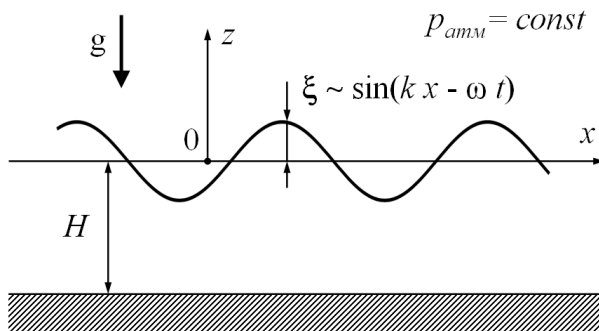


Рис. п.1. Математическая постановка задачи

Задачу будем рассматривать в рамках линейной потенциальной теории [Ландау, Лифшиц, 1988; Лакомб, 1974; Носов, 2019]. Монохроматическая поверхностная гравитационная волна, бегущая вдоль оси $0x$, описывается потенциалом скорости течения

$$F = A \operatorname{ch}[k(z+H)] \cos[kx - \omega t], \quad (\text{п.1.1})$$

где A – амплитуда изменений потенциала, k – волновое число, ω – циклическая частота. Вид зависимости потенциала от

вертикальной координаты определен из условия непротекания на дне бассейна

$$w = \left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=-H} = 0, \quad (\text{п.1.2})$$

где w – вертикальная компонента скорости течения.

Условие на свободной поверхности получаем с использованием линейризованного уравнения Бернулли (пренебрегаем членом $\bar{v}^2 / 2$):

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz = \varphi(t), \quad (\text{п.1.3})$$

где $\varphi(t)$ – произвольная функция времени. В силу того, что поле скорости определяется производными потенциала по пространственным координатам ($u = \partial F / \partial x$, $w = \partial F / \partial z$), к величине F может быть прибавлена любая функция времени, – на поле скорости это никак не скажется. Поэтому без ограничения общности выражение (п.1.3) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p - p_{атм}}{\rho} + gz = 0. \quad (\text{п.1.4})$$

Пусть смещение свободной поверхности жидкости описывается функцией $\xi(x, t)$. Из (п.1.4) для свободной поверхности жидкости получаем

$$\left. \frac{\partial F}{\partial t} \right|_{z=\xi} + g\xi = 0. \quad (\text{п.1.5})$$

В силу малости отклонения свободной поверхности производная в (п.1.5) вычисляется не при $z = \xi$, а при $z = 0$. В итоге из (п.1.5) следует формула для вычисления смещения свободной поверхности по потенциалу

$$\xi = - \left. \frac{1}{g} \frac{\partial F}{\partial t} \right|_{z=0}. \quad (\text{п.1.6})$$

Дифференцируя (п.1.6) по времени и используя связи $\partial\xi/\partial t = w$ и $w = \partial F/\partial z$, получаем граничное условие на поверхности жидкости

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} \right) \Bigg|_{z=0} = 0. \quad (\text{п.1.7})$$

Подставляя (п.1.1) в граничное условие (п.1.7), приходим к дисперсионному соотношению для поверхностных гравитационных волн на воде

$$\omega^2 = gk \operatorname{th}(kH). \quad (\text{п.1.8})$$

Смещение свободной поверхности рассчитываем, подставляя формулу (п.1.1) в выражение (п.1.6)

$$\xi = -\frac{A\omega}{g} \operatorname{ch}[kH] \sin[kx - \omega t]. \quad (\text{п.1.9})$$

Вариации давления на дне определяем из формулы (п.1.4)

$$p = p_{\text{атм}} + \rho gH - \rho \frac{\partial F}{\partial t} \Bigg|_{z=-H}. \quad (\text{п.1.10})$$

В формуле (п.1.10) нас интересует только последний член, который описывает вариации давления

$$p_b = -\rho \frac{\partial F}{\partial t} \Bigg|_{z=-H}. \quad (\text{п.1.11})$$

Подставляя (п.1.1) в (п.1.11), получаем

$$p_b = -\omega \rho A \sin[kx - \omega t]. \quad (\text{п.1.12})$$

Сопоставляя формулы (п.1.9) и (п.1.12), находим связь между амплитудой смещения поверхности воды и амплитудой колебаний давления, вызываемой этой волной вблизи дна

$$\frac{p_b}{\rho g \xi} = \frac{1}{\operatorname{ch}(kH)}. \quad (\text{п.1.13})$$

Приложение 2

Вариации придонного давления, создаваемые внутренними волнами

Рассмотрим идеальную двухслойную жидкость в поле силы тяжести. Верхний слой имеет плотность ρ_1 и толщину H_1 , а нижний – плотность ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) и толщину H_2 (см. Рис. п.2). Начало прямоугольной системы координат Oxz расположим на невозмущенной поверхности раздела слоев жидкости. Ось Oz направим вертикально вверх, ось Ox – горизонтально. Снизу и сверху жидкость ограничена неподвижными непроницаемыми плоскостями: $z = H_1$ и $z = -H_2$. В геофизической гидродинамике такая постановка задачи известна как приближение «твердой крышки». Это приближение исключает из рассмотрения поверхностные гравитационные волны, за счет чего заметно упрощаются математические выкладки.

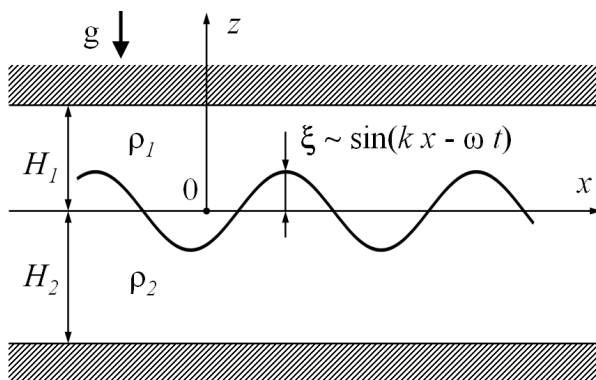


Рис. п.2. Математическая постановка задачи

Задачу о внутренних волнах, точнее задачу о волнах, существующих на скачке плотности между слоями, будем рассматривать в рамках линейной потенциальной теории [Ландау,

Лифшиц, 1988]. Потенциалы скорости течения, описывающие волновое возмущение в верхнем и нижнем слоях имеют следующий вид:

$$F_1 = A_1 ch[k(z - H_1)] \cos[kx - \omega t], \quad (\text{п.2.1})$$

$$F_2 = A_2 ch[k(z + H_2)] \cos[kx - \omega t], \quad (\text{п.2.2})$$

где A_1 и A_2 – амплитуды возмущений в верхнем и нижнем слое соответственно, k – волновое число, ω – циклическая частота. Потенциалы в означенной форме удовлетворяют условию непротекания на верхней и нижней границах:

$$\left. \frac{\partial F_1}{\partial z} \right|_{z=H_1} = 0, \quad \left. \frac{\partial F_2}{\partial z} \right|_{z=-H_2} = 0. \quad (\text{п.2.3})$$

На границе между слоями должны совпадать вертикальные скорости:

$$\left. \frac{\partial F_1}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial F_2}{\partial z} \right|_{z=0}. \quad (\text{п.2.4})$$

В силу линейности задачи вертикальные скорости «сшиваются» при $z = 0$, а не при $z = \xi(x, y)$. Подставляя формулы (п.2.1) и (п.2.2) в условие (п.2.4), получаем следующую связь между коэффициентами A_1 и A_2 :

$$A_2 = -A_1 \frac{sh[kH_1]}{sh[kH_2]}. \quad (\text{п.2.5})$$

Далее воспользуемся условием непрерывности давления на границе между слоями. Давление можно выразить из линеаризованного уравнения Бернулли (см. Приложение 1)

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz = 0. \quad (\text{п.2.6})$$

Приравняв давления в верхнем и нижнем слоях при $z = \xi(x, y)$, получаем

$$\rho_1 g \xi + \rho_1 \left. \frac{\partial F_1}{\partial t} \right|_{z=0} = \rho_2 g \xi + \rho_2 \left. \frac{\partial F_2}{\partial t} \right|_{z=0}. \quad (\text{п.2.7})$$

Заметим, что в формуле (п.2.7) вычисление производных от потенциала сносится с возмущенной поверхности раздела $z = \xi(x, y)$ на невозмущенную поверхность $z = 0$. Возможность сноса обязана предположению о линейности задачи (малости амплитуд волнового возмущения). Из формулы (п.2.7) выражаем смещение поверхности раздела

$$\xi = \frac{\rho_2 \frac{\partial F_2}{\partial t} \Big|_{z=0} - \rho_1 \frac{\partial F_1}{\partial t} \Big|_{z=0}}{\rho_1 g - \rho_2 g}. \quad (\text{п.2.8})$$

Дифференцируя (п.2.8) по времени и используя связи $\partial \xi / \partial t = w$, $w = \partial F_1 / \partial z$ (или $w = \partial F_2 / \partial z$), а также формулы (п.2.1), (п.2.2) и (п.2.5), получаем дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся по поверхности раздела двухслойной жидкости

$$\omega^2 = \frac{k g (\rho_2 - \rho_1)}{\frac{\rho_2}{th[kH_2]} + \frac{\rho_1}{th[kH_1]}}. \quad (\text{п.2.9})$$

Введем относительный перепад плотностей

$$\delta \equiv \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}. \quad (\text{п.2.10})$$

В океане типичное значение относительного перепада плотностей $\delta = 0.003$ [е.г. Гилл, 1986]. С учетом малости величины δ формулу (п.2.9) можно переписать в следующем виде:

$$\omega^2 = \frac{k g \delta}{\frac{1}{th[kH_2]} + \frac{1}{th[kH_1]}}. \quad (\text{п.2.11})$$

В длинноволновом пределе (при $kH_1 \ll 1$ и $kH_2 \ll 1$) дисперсионное соотношение трансформируется к следующему виду:

$$\omega^2 = \frac{k^2 g \delta H_1 H_2}{H_1 + H_2}. \quad (\text{п.2.12})$$

Далее по формуле (п.2.8) с учетом (п.2.1), (п.2.2) и (п.2.5) рассчитаем смещение поверхности раздела слоев

$$\xi = A_1 \omega \frac{\rho_2 \frac{sh[kH_1]}{ch[kH_2]} + \rho_1 ch[kH_1]}{sh[kH_2]} \frac{1}{g(\rho_2 - \rho_1)} \sin[kx - \omega t]. \quad (\text{п.2.13})$$

Вариации давления на дне определим по потенциалу нижнего слоя из уравнения Бернулли (п.2.6). Статическую часть давления опустим.

$$p(x, -H_2, t) = -\rho_2 \left. \frac{\partial F_2}{\partial t} \right|_{z=-H} = \omega \rho_2 A_1 \frac{sh[kH_1]}{sh[kH_2]} \sin[kx - \omega t]. \quad (\text{п.2.14})$$

Используя выражения (п.2.13) и (п.2.14), находим отношение амплитуды вариаций придонного давления и амплитуды волны, бегущей по границе раздела слоев

$$\frac{p}{\xi} = \frac{\rho_2 g(\rho_2 - \rho_1)}{sh[kH_2] \left(\frac{\rho_2}{th[kH_2]} + \frac{\rho_1}{th[kH_1]} \right)}. \quad (\text{п.2.15})$$

Перепишем (п.2.15) с учетом малости относительного перепада плотностей и обозначения (п.2.10)

$$\frac{p}{\rho g \xi} = \frac{\delta}{sh[kH_2] \left(\frac{1}{th[kH_2]} + \frac{1}{th[kH_1]} \right)}, \quad (\text{п.2.16})$$

где ρ – средняя плотность жидкости (при $\delta \ll 1$: $\rho \approx \rho_1 \approx \rho_2$).

Выражение (п.2.16) имеет длинноволновый предел (при $kH_1 \ll 1$ и $kH_2 \ll 1$):

$$\frac{p}{\rho g \xi} = \frac{\delta H_1}{H_1 + H_2}. \quad (\text{п.2.17})$$

Приложение 3

Вариации придонного давления, создаваемые колебаниями атмосферного давления

Рассмотрим слой идеальной однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести (см. Рис. п.3). Начало прямоугольной системы координат $0xz$ расположим на невозмущенной свободной поверхности жидкости. Ось $0z$ направим вертикально вверх, ось $0x$ – горизонтально.

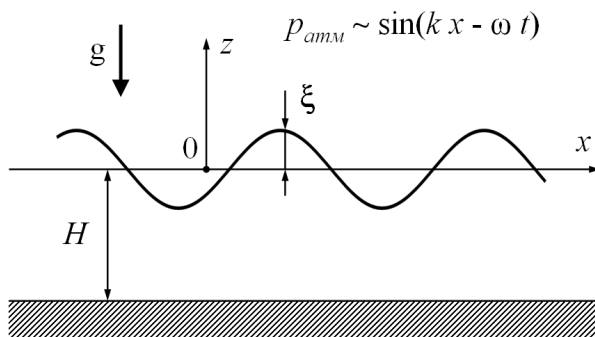


Рис. п.3. Математическая постановка задачи

Источником возмущений в слое жидкости будут служить колебания атмосферного давления у свободной поверхности жидкости. Зададим колебания атмосферного давления в форме нормального возмущения – волны давления, распространяющейся в положительном направлении оси $0x$:

$$p_{atm} = p_a \sin(kx - \omega t), \quad (\text{п.3.1})$$

где p_a – амплитуда колебаний атмосферного давления, k – волновое число, ω – циклическая частота.

Наша цель – получение формулы, описывающей вариации давления, возникающие на дне бассейна. Задачу будем

рассматривать в рамках линейной потенциальной теории. Искомый потенциал должен удовлетворять уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{п.3.2})$$

и граничному условию непротекания на дне бассейна

$$\left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=-H} = 0. \quad (\text{п.3.3})$$

Кроме того, в силу линейности задачи, отклик жидкого слоя на возмущение вида (п.3.1) также будет представлять собой гармоническую волну. Означенным условиям удовлетворяет потенциал, записанный в следующем виде:

$$F = F_0 \operatorname{ch}[k(z + H)] \cos(kx - \omega t), \quad (\text{п.3.4})$$

где F_0 – амплитуда колебаний потенциала.

Пусть ξ – отклонение свободной поверхности жидкости от равновесного положения. Эту функцию также можно представить в виде гармонической волны

$$\xi = \xi_0 \sin(kx - \omega t), \quad (\text{п.3.5})$$

где ξ_0 – амплитуда колебаний поверхности.

Запишем уравнение Бернулли на свободной поверхности жидкого слоя (при $z = \xi$):

$$\left. \frac{\partial F}{\partial t} \right|_{z=0} + \frac{p_{atm}}{\rho} + g\xi = 0. \quad (\text{п.3.6})$$

В силу малости амплитуды ξ_0 вычисление потенциала в формуле (п.3.6) сносится с поверхности $z = \xi$ на поверхность $z = 0$.

Подставляя (п.3.1), (п.3.4) и (п.3.5) в формулу (п.3.6), получаем:

$$\rho\omega F_0 \operatorname{ch}[kH] + p_a + \rho g\xi_0 = 0. \quad (\text{п.3.7})$$

Далее, воспользуемся кинематическим условием на свободной поверхности жидкости ($\partial\xi/\partial t = w$, $w = \partial F/\partial z$)

$$\left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (\text{п.3.8})$$

Подстановка (п.3.4) и (п.3.5) в формулу (п.3.8) дает

$$F_0 k \operatorname{sh}[kH] = -\omega \xi_0 . \quad (\text{п.3.9})$$

Для нахождения колебаний придонного давления осталось применить уравнение Бернулли на поверхности дна (при $z = -H$)

$$\left. \frac{\partial F}{\partial t} \right|_{z=-H} + \frac{p_{bott}}{\rho} - gH = 0 . \quad (\text{п.3.10})$$

Давление на дне p_{bott} состоит из гидростатической части ρgH и колебаний давления – отклика на атмосферные возмущения:

$$p_{bott} = \rho gH + p_b \sin(kx - \omega t) , \quad (\text{п.3.11})$$

где p_b – амплитуда колебаний давления на дне.

Подставляя (п.3.4) и (п.3.11) в формулу (п.3.10), получаем связь амплитуды колебаний придонного давления с амплитудой колебаний потенциала:

$$p_b = -\rho \omega F_0 . \quad (\text{п.3.12})$$

Несложные совместные преобразования выражений (п.3.7), (п.3.9) и (п.3.12) позволяют получить искомую связь амплитуды вариаций давления на дне жидкого слоя с амплитудой колебаний атмосферного давления:

$$p_b = \frac{\omega^2 p_a}{\operatorname{ch}[kH] (\omega^2 - gk \operatorname{th}[kH])} . \quad (\text{п.3.13})$$

В длинноволновом пределе ($kH \ll 1$) выражение (п.3.13) трансформируется к следующему виду:

$$p_b = \frac{\omega^2 p_a}{(\omega^2 - k^2 gH)} . \quad (\text{п.3.14})$$

Следует подчеркнуть, что циклическая частота ω и волновое число k в атмосферном возмущении не обязаны соответствовать дисперсионному соотношению для гравитационных волн на воде $\omega^2 = gk \operatorname{th}[kH]$. Но если такое соответствие – пусть приближенное – наблюдается, то передача энергии от атмосферного возмущения к гравитационным поверхностным волнам становится

чрезвычайно эффективной. Это явление именуется резонанс Праудмена.

Если задать определенную скорость перемещения атмосферного возмущения U как фазовую скорость ($U = \omega/k$), то выражение (п.3.14) преобразуется к виду:

$$p_b = \frac{p_a U^2}{U^2 - gH}. \quad (\text{п.3.15})$$

Совместные преобразования выражений (п.3.7), (п.3.9) и (п.3.12) позволяют также получить формулу для амплитуды смещения свободной поверхности

$$\xi_0 = \frac{p_a k \operatorname{th}[kH]}{\rho \left(\omega^2 - gk \operatorname{th}[kH] \right)}. \quad (\text{п.3.16})$$

В длинноволновом пределе ($kH \ll 1$) из (п.3.16) с учетом связи $U = \omega/k$ получаем

$$\xi_0 = \frac{p_a H}{\rho \left(U^2 - gH \right)}. \quad (\text{п.3.16})$$

Литература

- Бернацкий А.В., Носов М.А. Роль донного трения в моделях наката на берег необрушающихся длинных волн цунами // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 48. – №. 4. – С. 481-481.
- Большакова А.В., Носов М.А., Колесов С.В. Свойства остаточных деформаций океанического дна по данным о структуре подвижки в очагах цунамигенных землетрясений // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2015. – №. 1. – С. 61-65.
- Ванек И., Затопек А., Карник, В. и др. Стандартизация шкал магнитуд // Известия АН СССР. Серия геофизическая. – 1962. – №. 2. – С. 153-158.
- Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1, 2. //М.: Изд-во Мир.— 1986.
- Гусев А.А., Скоркина А.А., Чебров Д.В. Очаговые спектральные параметры землетрясений Восточной Камчатки диапазона $M_w=3-6$ по данным поперечных волн // Вестник КРАУНЦ. Серия: Науки о Земле. – 2017. – №. 3. – С. 36-49.
- Гусяков В.К. Остаточные смещения на поверхности упругого полупространства // Условно-корректные задачи математической физики в интерпретации геофизических наблюдений. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР. – 1978. – С. 23-51.
- Гусяков В.К. Сильнейшие цунами Мирового океана и проблема безопасности морских побережий // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2014. – Т. 50. – №. 5. – С. 496-496.
- Доценко С.Ф., Соловьев С.Л. Математическое моделирование процессов возбуждения цунами подвижками океанического дна // Исследования цунами. – 1990. – №. 4. – С. 8-20.
- Доценко С.Ф., Соловьев С.Л. О роли остаточных смещений дна океана в генерации цунами подводными землетрясениями // Океанология. – 1995. – Т. 35. – №. 1. – С. 25-31.
- Жак В.М., Соловьев С.Л. Дистанционная регистрация слабых волн типа цунами на шельфе Курильских островов // Доклады Академии наук, 1971. – Т. 198. – №. 4. – С. 816-817.

- Куликов Е.А., Гусяков В.К., Иванова А.А., Баранов Б.В. Численное моделирование цунами и рельеф дна // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2016. – №6. – С. 3-14.
- Куликов Е.А., Иващенко А.И., Медведев И.П., Файн И.В., Яковенко О.И. Цунамиопасность арктического побережья России. Часть 1. Каталог вероятных цунамигенных землетрясений // ГеоРиск. – 2019. – Т. XIII. – №2. – С. 18-32.
- Лаверов Н.П., Лобковский Л.И., Левин Б.В., Рабинович А.Б., Куликов Е.А., Файн И.В., Томсон Р.Е. Курильские цунами 15 ноября 2006 г. и 13 января 2007 г.: два транстихоокеанских события // Доклады Академии наук. 2009. – Т. 426. – №. 3. – С. 386-392.
- Лакомб А. Физическая океанография: Пер. с фр. – М.: Мир, 1974, 495 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т //Т. VII. Теория упругости. М. – 1987.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т //Т. VI. Гидродинамика. М. – 1988.
- Михайлов В.О., Тимошкина Е.П., Киселева Е.А., Хайретдинов С.А., Дмитриев П.Н., Карташов И.М., Смирнов В.Б. Проблемы совместной интерпретации временных вариаций гравитационного поля с данными о смещениях земной поверхности и дна океана на примере землетрясения Тохоку-Оки (11 марта 2011 г.) // Физика Земли. – 2019. – №. 5. – С. 53-60.
- Новикова Л.Е., Островский Л.А. Об акустическом механизме возбуждения волн цунами // Океанология. – 1982. – Т. 22. – №. 5. – С. 693.
- Носов М.А. Адаптация расчетной сетки при моделировании волн цунами // Математическое моделирование. – 2017. – Т. 29. – №. 12. – С. 63-76.
- Носов М. А. Адаптация расчетной сетки при моделировании волн цунами // Математическое моделирование. – 2017. – Т. 29. – №. 12. – С. 63-76.
- Носов М.А. Введение в теорию волн цунами. Учебное пособие. – М.: Янус-К, 2019, 170 с.
- Носов М.А. Волны цунами сейсмического происхождения: современное состояние проблемы // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2014. – Т. 50. – №. 5. – С. 540-551.

- Носов М.А., Колесов С.В. Нелинейный механизм формирования цунами в океане в приближении сжимаемой жидкости // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2005. – №. 3.
- Носов М.А., Колесов С.В., Левин Б.В. Вклад горизонтальной деформации дна в генерацию цунами у побережья Японии 11 марта 2011 г // Доклады Академии наук. – 2011. – Т. 441. – №. 1. – С. 108-113.
- Носов М.А., Колесов С.В. Метод постановки начальных условий в задаче численного моделирования цунами // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. – 2009. – №. 2. – С. 96-99.
- Носов М.А., Колесов С.В., Большакова А.В., Нурисламова Г.Н., Семенцов К.А., Карпов В.А. Автоматическая система оценки цунамиопасности землетрясения // Уч. записки физ. фак-та Московского ун-та. – 2018. – №. 5. – С. 1850901-1.
- Носов М.А., Семенцов К.А. Расчет начального возвышения в очаге цунами с использованием аналитических решений // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2014. – Т. 50. – №. 5. – С. 612-612.
- Павлов В.М., Гусев А.А. К возможности восстановления движения в очаге глубокого землетрясения по полю объемных волн в дальней зоне // Доклады Академии наук. – 1980. – Т. 255. – №4. – С. 824-828.
- Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. – Н. Новгород : ИПФ, 1996.
- Поплавская Л.Н. Параметры макросейсмического источника и интенсивность цунами (на примере Курило-Камчатской эпицентральной зоны) // Параметры очагов цунамигенных землетрясений и особенности цунами. – 1980. – С. 53-56.
- Поплавский А.А., Золотухин Д.Е., Храмушин В.Н. Макросейсмическая модель источника цунами и оценка ее эффективности при численном моделировании // Вулканология и сейсмология. – 2012. – №. 1. – С. 65-65.
- Рабинович А.Б. Наблюдения цунами в открытом океане // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2014. – Т. 50. – №. 5. – С. 508-508.
- Соловьев С.Л. Проблема цунами и ее значение для Камчатки и Курильских островов. Проблема цунами. М.: Наука, 1968. С.7-50.

- Толстой И., Клей К. С. Акустика океана: Теория и эксперимент в подводной акустике: Пер. с англ. – Мир, 1969.
- Alasset P.J., Hébert H., Maouche S., Calbini V., Meghraoui M. The tsunami induced by the 2003 Zemmouri earthquake (Mw= 6.9, Algeria): modelling and results // *Geophysical Journal International*. – 2006. – Т. 166. – №. 1. – С. 213-226.
- Alewine R. W., Jordan T. H. Generalized Inversion of Earthquake Static Displacement // *Geophys. JR astr. Soc.* – 1973. – Т. 35. – С. 357-380.
- Barnes C. R., Team N. C. Building the world's first regional cabled ocean observatory (NEPTUNE): realities, challenges and opportunities // *OCEANS 2007*. – IEEE, 2007. – С. 1-8.
- Bassin C. The current limits of resolution for surface wave tomography in North America // *EOS Trans. AGU*. 81: Fall Meet. Suppl., Abstract. – 2000.
- Bolshakova A. V., Nosov M. A. Parameters of tsunami source versus earthquake magnitude // *Pure and Applied Geophysics*. – 2011. – Т. 168. – №. 11. – С. 2023-2031.
- Brune J.N. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes // *Journal of geophysical research*. – 1970. – Т. 75. – №. 26. – С. 4997-5009.
- Chinnery M. A. The deformation of the ground around surface faults // *Bulletin of the Seismological Society of America*. – 1961. – Т. 51. – №. 3. – С. 355-372.
- Choy G. L. McGarr A., Kirby S. H., Boatwright J. An overview of the global variability in radiated energy and apparent stress // *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*. – 2006. – Т. 170. – С. 43-57.
- Denolle M. A., Shearer P. M. New perspectives on self - similarity for shallow thrust earthquakes // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. – 2016. – Т. 121. – №. 9. – С. 6533-6565.
- Ekström G., Nettles M., Dziewoński A. M. The global CMT project 2004–2010: Centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. – 2012. – Т. 200. – С. 1-9.
- Favali P., Beranzoli L. EMSO: European multidisciplinary seafloor observatory // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2009. – Т. 602. – №. 1. – С. 21-27.
- Filloux J. H. Pressure fluctuations on the open-ocean floor off the Gulf of California: Tides, earthquakes, tsunamis // *Journal of physical oceanography*. – 1983. – Т. 13. – №. 5. – С. 783-796.

- Fujii Y., Satake K., Sakai S.I., Shinohara M., Kanazawa T. Tsunami source of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // *Earth, planets and space*. – 2011. – T. 63. – №. 7. – C. 55.
- Garrett C., Munk W. Internal waves in the ocean // *Annual review of fluid mechanics*. – 1979. – T. 11. – №. 1. – C. 339-369.
- Gusiakov V. K. Relationship of tsunami intensity to source earthquake magnitude as retrieved from historical data // *Pure and Applied Geophysics*. – 2011. – T. 168. – №. 11. – C. 2033-2041.
- Gusiakov V. K. Tsunami history: recorded // *The sea*. – 2009. – T. 15. – C. 23-53.
- Gutenberg B., Richter C. F. Earthquake magnitude, intensity, energy, and acceleration: (Second paper) // *Bulletin of the seismological society of America*. – 1956. – T. 46. – №. 2. – C. 105-145.
- Gutenberg B., Richter C. F. Earthquake magnitude, intensity, energy, and acceleration // *Bulletin of the Seismological society of America*. – 1942. – T. 32. – №. 3. – C. 163-191.
- Gutscher M. A., Baptista M. A., Miranda J. M. The Gibraltar Arc seismogenic zone (part 2): constraints on a shallow east dipping fault plane source for the 1755 Lisbon earthquake provided by tsunami modeling and seismic intensity // *Tectonophysics*. – 2006. – T. 426. – №. 1-2. – C. 153-166.
- Hammack J. L. A note on tsunamis: their generation and propagation in an ocean of uniform depth // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1973. – T. 60. – №. 4. – C. 769-799.
- Handbook for Tsunami Forecast in the Japan Sea – Earthquake and Tsunami Observation Division, Seismological and Volcanological Department, Japan Meteorological Agency. – 2001. – 22 P.
- Hanks T. C., Kanamori H. A moment magnitude scale // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. – 1979. – T. 84. – №. B5. – C. 2348-2350.
- Harig S., Pranowo W.S., Behrens J. Tsunami simulations on several scales // *Ocean Dynamics*. – 2008. – T. 58. – №. 5-6. – C. 429-440.
- Hatori T. Vertical crustal deformation and tsunami energy // *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ*. – 1970. – T. 48. – C. 171-188.
- Iida K. Magnitude, energy and generation mechanisms of tsunamis and a catalogue of earthquakes associated with tsunamis // *Proc., Tsunami Meetings Associated with the Tenth Pacific Science Congress*. – 1963. – C. 7-18.
- Ji C., Wald D. J., Helmberger D. V. Source description of the 1999 Hector Mine, California, earthquake, part I: Wavelet domain inversion theory

- and resolution analysis // Bulletin of the Seismological Society of America. – 2002. – T. 92. – №. 4. – C. 1192-1207.
- Jovanovich D. B. An inversion method for estimating the source parameters of seismic and aseismic events from static strain data // Geophysical Journal International. – 1975. – T. 43. – №. 2. – C. 347-365.
- Kajiura K. Tsunami energy in relation to parameters of the earthquake fault model // Bulletin of the Earthquake Research Institute. – 1981. – T. 56. – C. 415-440.
- Kanamori H. The energy release in great earthquakes // Journal of geophysical research. – 1977. – T. 82. – №. 20. – C. 2981-2987.
- Kanamori H., Anderson D. L. Theoretical basis of some empirical relations in seismology // Bulletin of the seismological society of America. – 1975. – T. 65. – №. 5. – C. 1073-1095.
- Kanamori H., Brodsky E. E. The physics of earthquakes // Reports on Progress in Physics. – 2004. – T. 67. – №. 8. – C. 1429.
- Kanazawa T. Japan Trench earthquake and tsunami monitoring network of cable-linked 150 ocean bottom observatories and its impact to earth disaster science // 2013 IEEE International Underwater Technology Symposium (UT). – IEEE, 2013. – C. 1-5.
- Kaneda Y. The advanced ocean floor real time monitoring system for mega thrust earthquakes and tsunamis-application of DONET and DONET2 data to seismological research and disaster mitigation // OCEANS 2010 MTS/IEEE SEATTLE. – IEEE, 2010. – C. 1-6.
- Koketsu K., Yokota Y., Nishimura N., Yagi Y., Miyazaki S., Satake K., Fujii Y., Miyake H., Sakai S., Yamanaka Y., Okada T. A unified source model for the 2011 Tohoku earthquake // Earth and Planetary Science Letters. – 2011. – T. 310. – №. 3-4. – C. 480-487.
- Kurahashi S., Irikura K. Source model for generating strong ground motions during the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // Earth, planets and space. – 2011. – T. 63. – №. 7. – C. 11.
- Lay T., Yamazaki Y., Ammon C. J., Cheung K. F., Kanamori H. The 2011 M w 9.0 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake: Comparison of deep-water tsunami signals with finite-fault rupture model predictions // Earth, planets and space. – 2011. – T. 63. – №. 7. – C. 797-801.
- Leonard M. Earthquake fault scaling: Self-consistent relating of rupture length, width, average displacement, and moment release // Bulletin of the Seismological Society of America. – 2010. – T. 100. – №. 5A. – C. 1971-1988.

- Levin B. W., Nosov M. A. *Physics of Tsunamis*, Second Edition. Springer International Publishing AG Switzerland. 2016. 388 p.
- Li Y., Raichlen F. Non-breaking and breaking solitary wave run-up // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2002. – T. 456. – C. 295-318.
- Liu C. M. Analytical solutions of tsunamis generated by underwater earthquakes // *Wave Motion*. – 2020. – T. 93. – C. 102489.
- Liu P. L. F., Wang X., Salisbury A. J. Tsunami hazard and early warning system in South China Sea // *Journal of Asian Earth Sciences*. – 2009. – T. 36. – №. 1. – C. 2-12.
- Maruyama T. On the force equivalents of dynamical elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism // *Bulletin of the Earthquake Research Institute, University of Tokyo*. – 1963. – T. 41. – №. 3. – C. 467-486.
- Maruyama T. Statical elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium // *Bulletin of the Earthquake Research Institute, University of Tokyo*. – 1964. – T. 42. – №. 2. – C. 289-368.
- Matsu'ura M., Tanimoto T. Quasi-static deformations due to an inclined, rectangular fault in a viscoelastic half-space // *Journal of Physics of the Earth*. – 1980. – T. 28. – №. 1. – C. 103-118.
- Mofjeld H.O., Titov V.V., Gonz'alez F.I., Newman J.C. Analytic Theory of Tsunami Wave Scattering in the Open Ocean with Application to the North Pacific // *NOAA Technical Memorandum OAR PMEL-116*. – 2000. 38 p.
- Newman A. V., Hayes G., Wei Y., Convers J. The 25 October 2010 Mentawai tsunami earthquake, from real - time discriminants, finite - fault rupture, and tsunami excitation // *Geophysical Research Letters*. – 2011. – T. 38. – №. 5.
- Nosov M. A., Bolshakova A. V., Kolesov S. V. Displaced water volume, potential energy of initial elevation, and tsunami intensity: Analysis of recent tsunami events // *Pure and Applied Geophysics*. – 2014. – T. 171. – №. 12. – C. 3515-3525.
- Nosov M. A., Kolesov S. V. Elastic oscillations of water column in the 2003 Tokachi-oki tsunami source: in-situ measurements and 3-D numerical modelling // *Natural Hazards & Earth System Sciences*. – 2007. – T. 7. – C. 243-249.
- Nosov M. A., Kolesov S. V. Optimal initial conditions for simulation of seismotectonic tsunamis // *Pure and Applied Geophysics*. – 2011. – T. 168. – №. 6-7. – C. 1223-1237.
- Nosov M., Karpov V., Kolesov S., Sementsov K., Matsumoto H., Kaneda Y. Relationship between pressure variations at the ocean bottom and

- the acceleration of its motion during a submarine earthquake // *Earth, Planets and Space*. – 2018. – T. 70. – №. 1. – 100.
- Nostro C., Piersanti A., Antonioli A., Spada G. Spherical versus flat models of coseismic and postseismic deformations // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. – 1999. – T. 104. – №. B6. – C. 13115-13134.
- Okada Y. Simulated empirical law of coseismic crustal deformation // *Journal of Physics of the Earth*. – 1995. – T. 43. – №. 6. – C. 697-713.
- Okada Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space // *Bulletin of the seismological society of America*. – 1985. – T. 75. – №. 4. – C. 1135-1154.
- Okal E. A. Normal mode energetics for far-field tsunamis generated by dislocations and landslides // *Pure and Applied Geophysics*. – 2003. – T. 160. – №. 10-11. – C. 2189-2221.
- Okal E. A. Seismic parameters controlling far-field tsunami amplitudes: A review // *Natural Hazards*. – 1988. – T. 1. – №. 1. – C. 67-96.
- Ozawa S., Nishimura T., Suito H., Kobayashi T., Tobita M., Imakiire T. Coseismic and postseismic slip of the 2011 magnitude-9 Tohoku-Oki earthquake // *Nature*. – 2011. – T. 475. – №. 7356. – C. 373-376.
- Panet I., Mikhailov V., Diament M., Pollitz F., King G., De Viron O., Holschneider M., Biancale R., Lemoine J.-M. Coseismic and post-seismic signatures of the Sumatra 2004 December and 2005 March earthquakes in GRACE satellite gravity // *Geophysical Journal International*. – 2007. – T. 171. – №. 1. – C. 177-190.
- Papadopoulos G.A., Imamura F., Nosov M., Charalampakis M. Tsunami magnitude scales // *Geological Records of Tsunamis and Other Extreme Waves, 2020*, Elsevier (in print)
- Poisson B., Oliveros C., Pedreros R. Is there a best source model of the Sumatra 2004 earthquake for simulating the consecutive tsunami? // *Geophysical Journal International*. – 2011. – T. 185. – №. 3. – C. 1365-1378.
- Pollitz F. F. Coseismic deformation from earthquake faulting on a layered spherical Earth // *Geophysical Journal International*. – 1996. – T. 125. – №. 1. – C. 1-14.
- Pollitz F. F., Bürgmann R., Banerjee P. Geodetic slip model of the 2011 M9.0 Tohoku earthquake // *Geophysical Research Letters*. – 2011. – T. 38. – №. 7.
- Popinet S. Adaptive modelling of long-distance wave propagation and fine-scale flooding during the Tohoku tsunami // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. – 2012. – T. 12. – C. 1213-1227.

- Press F. Displacements, strains, and tilts at teleseismic distances // Journal of geophysical research. – 1965. – T. 70. – №. 10. – C. 2395-2412.
- Proudman J. Dynamical Oceanography. – 1953. – John Wiley, New York. 409 pp.
- Rego J. L., Li C. On the importance of the forward speed of hurricanes in storm surge forecasting: A numerical study // Geophysical Research Letters. – 2009. – T. 36. – №. 7.
- Satake K. Inversion of tsunami waveforms for the estimation of a fault heterogeneity: Method and numerical experiments // Journal of Physics of the Earth. – 1987. – T. 35. – №. 3. – C. 241-254.
- Satake K., Imamura F. Tsunamis: seismological and disaster prevention studies // Journal of Physics of the Earth. – 1995. – T. 43. – №. 3. – C. 259-277.
- Satake K., Tanioka Y. Sources of tsunami and tsunamigenic earthquakes in subduction zones // Pure and Applied Geophysics. – 1999. – T. 154. – №. 3-4. – C. 467-483.
- Savage J. C., Hastie L. M. Surface deformation associated with dip - slip faulting // Journal of Geophysical Research. – 1966. – T. 71. – №. 20. – C. 4897-4904.
- Scholz C. H. The mechanics of earthquakes and faulting. – Cambridge university press, 2019.
- Shao G., Li X., Ji C., Maeda T. Focal mechanism and slip history of the 2011 M w 9.1 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, constrained with teleseismic body and surface waves // Earth, planets and space. – 2011. – T. 63. – №. 7. – C. 559-564.
- Suzuki W., Aoi S., Sekiguchi H., Kunugi T. Rupture process of the 2011 Tohoku - Oki mega - thrust earthquake (M9. 0) inverted from strong - motion data // Geophysical Research Letters. – 2011. – T. 38. – №. 7.
- Tanioka Y., Satake K. Tsunami generation by horizontal displacement of ocean bottom // Geophysical Research Letters. – 1996. – T. 23. – №. 8. – C. 861-864.
- Tilmann F., Howe B. M., Butler R. Commercial underwater cable systems could reduce disaster impact // Eos, Transactions American Geophysical Union. – 2017. – №. 98.
- Titov V., Rabinovich A.B., Mofjeld H.O., Thomson R.I., Gonzalez F.I. The global reach of the 26 December 2004 Sumatra tsunami // Science. – 2005. – T. 309. – №. 5743. – C. 2045-2048.

- Titov V.V., Gonzalez F.I., Mofjeld H.O., Venturato A.J. (2003) NOAA time Seattle tsunami mapping project: procedures, data sources, and products. NOAA Technical Memorandum OAR PMEL-124, 21p.
- Ward S. N. Relationships of tsunami generation and an earthquake source // *Journal of Physics of the Earth*. – 1980. – T. 28. – №. 5. – C. 441-474.
- Ward S. N., Barrientos S. E. An inversion for slip distribution and fault shape from geodetic observations of the 1983, Borah Peak, Idaho, earthquake // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. – 1986. – T. 91. – №. B5. – C. 4909-4919.
- 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. – T. 119. – №. 5. – C. 4287-4310.
- Watanabe O., Matsumoto H., Sugioka H., Mikada H., Suyehiro K., Otsuka R.. Offshore monitoring system records recent earthquake off Japan's northernmost island // *Eos, Transactions American Geophysical Union*. – 2004. – T. 85. – №. 2. – C. 14-14.
- Wei S., Graves R., Helmberger D., Avouac J.P., Jiang J. Sources of shaking and flooding during the Tohoku-Oki earthquake: A mixture of rupture styles // *Earth and Planetary Science Letters*. – 2012. – T. 333. – C. 91-100.
- Wells D. L., Coppersmith K. J. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // *Bulletin of the seismological Society of America*. – 1994. – T. 84. – №. 4. – C. 974-1002.
- Yagi Y., Fukahata Y. Introduction of uncertainty of Green's function into waveform inversion for seismic source processes // *Geophysical Journal International*. – 2011. – T. 186. – №. 2. – C. 711-720.
- Yamashita T., Sato R. Generation of tsunami by a fault model // *Journal of Physics of the Earth*. – 1974. – T. 22. – №. 4. – C. 415-440.

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Основные понятия и статистика	5
Глава 2. Эмпирические закономерности	14
Глава 3. Механизм генерации волн движениями дна	29
Глава 4. Формулы Окада	37
Глава 5. Представление очага цунамигенного землетрясения прямоугольной площадкой разрыва	45
Глава 6. Свойства косейсмических смещений океанического дна по данным о структуре подвижки в очагах цунамигенных землетрясений	61
Глава 7. Сопоставление результатов численного моделирования цунами с измерениями волн в открытом океане	78
Приложение 1. Вариации придонного давления, создаваемые поверхностными волнами	98
Приложение 2. Вариации придонного давления, создаваемые внутренними волнами	101
Приложение 3. Вариации придонного давления, создаваемые колебаниями атмосферного давления	105
Литература	109

Учебное пособие

Генерация цунами землетрясением

Носов Михаил Александрович
Большакова Анна Владимировна

Сдано в набор 12.10.2020. Подписано в печать 19.10.2020
Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная №1
Уч.-изд. л. 8,0. Физ. п. 7,5. Тираж 200. Заказ № 3729

ООО «Издательство Янус-К».
127411, Москва, Учинская ул., д.1

Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»
119034, Москва, Еропкинский пер., д.16

ISBN 5-8037-0807-0

