

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЙСМОАКУСТИКО- ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕХОДНЫХ ЗОН

МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕЩЕНИЙ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ ПОЛУОСТРОВА, ВЫЗВАННЫХ ВАРИАЦИЯМИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Б.А. Буров, В.А. Чупин

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук*



Вариации атмосферного давления, действуя на поверхности земной коры как нормальные напряжения, вызывают деформации приповерхностного корового слоя, абсолютная величина которых для деформаций сжатия-растяжения интрузивных пород имеет порядок 10^{-2} мкм/м при амплитуде колебаний атмосферного давления 1 гПа [1]. Эти деформации вносят неопределенность в результаты мониторинга напряженного состояния земной коры, на основе которого проводятся исследования процесса подготовки землетрясений. Изменения атмосферного давления, как и флуктуации температуры и влажности, изменяют также оптическую плотность воздуха (коэффициент преломления) [2], а значит и длины электромагнитных волн оптического диапазона. Влияние атмосферного давления на коэффициент преломления воздуха не позволяет использовать методы корреляционной обработки для выделения деформаций земной коры, вызванных длиннопериодными вариациями атмосферного давления, даже с помощью лазерных деформографов, помещенных в капсулы с системами контроля климата. В качестве инструмента идентификации сейсмических возмущений, вызванных вариациями атмосферного давления, на ряде сейсмических обсерваторий Европы были успешно использованы результаты математического моделирования деформаций и скоростей смещений оснований туннелей, в которых установлены сейсмографы и лазерные деформографы [1, 3]. Попытка

создания аналогичной модели, пригодной для анализа и интерпретации результатов измерений деформаций земной коры с помощью лазерного деформографа, установленного на м. Шульца (побережье Японского моря), описана в данном сообщении. Представлены также результаты применения предложенной модели для расчета смещений поверхности м. Шульца, вызванных значительным понижением атмосферного давления, которое наблюдалось 3–6 сентября 2014 г. Результаты численных расчетов сравниваются с результатами измерений, проведенных в этот период с помощью двухкомпонентного лазерного деформографа.

Описание математической модели

В основу математической модели положено геологическое описание м. Шульца, как фрагмента континентального обрамления Японского моря, сложенного гранодиоритами [4], а также геодезическая карта п-ова Гамова [5], в соответствии с которой выбраны геометрические размеры модели (рис. 1, 2).

Пространственные построения выполнены с помощью геометрического блока программы FEMLAB в декартовой системе координат с вертикальной осью z , направленной вверх (рис. 2). Уровню моря соответствует плоскость $z = 0$. Особенность геометрии предлагаемой модели по сравнению с моделями, построенными для внутриматериковых обсерваторий, состоит в наличии подводной части ($0 > z > -20$ м), простирающейся под углом наклона берега к горизонтальной плоскости до пересечения с поверхностью дна. (Для большей части береговой черты

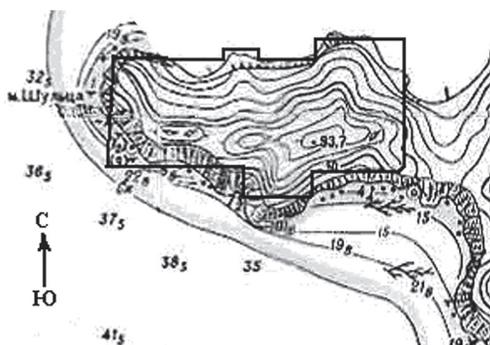


Рис. 1. Фрагмент геодезической карты п-ова Гамова с м. Шульца. На м. Шульца нанесен периметр надводной части математической модели

м. Шульца этот угол составляет $80\text{--}85^\circ$ и в данной упрощенной модели его значение принято равным 90°). Наличие этой подводной части позволяет учитывать статическое давление слоя воды и его изменения, связанные с колебаниями уровня моря. Одна из граней подводного блока используется для учета влияния остальной части материка на деформации мыса (полуострова). Это влияние учитывается в фор-

мулировке граничного условия, которое определяется из дополнительных расчетов или физических соображений. Интервал глубин $-20 > z > -40$ м занимает гранитный блок, на границах которого из-за удаленности от атмосферы воздействие вариаций атмосферного давления несущественно и им можно пренебречь. Нижняя и боковые грани этого блока ограничивают физическое пространство модели в земной коре и на них задаются граничные условия отсутствия смещений по нормали и по вертикали. Элементы рельефа м. Шульца смоделированы параллелепипедами, пересекающимися под разными углами. В модели учтены только наиболее существенные элементы рельефа с минимальным размером порядка 50 м. Воздействие атмосферного давления на элементы поверхности м. Шульца задается в виде компонент, параллельных осям координат, на которые разлагается нормальное давление в соответствии с углом между нормалью к поверхности и осью координат. В расчетах, результаты которых представлены ниже, величина атмосферного давления задается в виде суммы постоянной $P = 10^5$ Па и переменной A составляющих. Переменная составляющая давления $A = 20,88 - 8,7 \cdot 2,4 \cdot \sin((t-38) \cdot 6,28/140)$, где t – время в часах, аппроксимирует вариацию атмосферного давления в гПа, зарегистрированную на метеостанции Посьет, расположенной в 30 км от м. Шульца, в период с 3 по 6 сентября 2014 г. (рис. 3). Давление на подводную часть м. Шульца также задается в виде суммы постоянного атмосферного давления P и изменяющегося с глубиной давления водного столба $B = -10000 \cdot z$ (в паскалях). Переменная составляющая A атмосферного давления не входит в давление на подводную

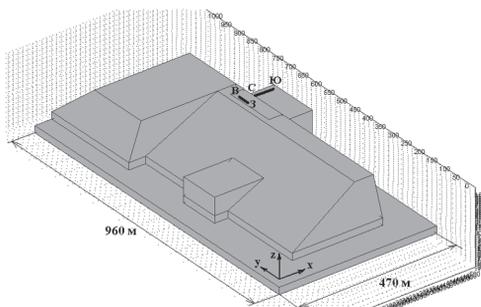


Рис. 2. Геометрия 3D модели м. Шульца. Прямоугольники с буквами указывают на положение плеч деформометра: ЗВ – запад – восток; СЮ – север – юг

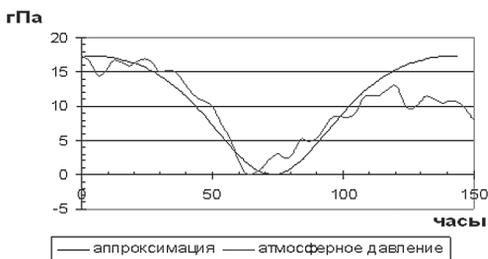


Рис. 3. Аппроксимация вариации атмосферного давления функцией $A = 20,88 - 8,7 \cdot 2,4 \cdot \sin((t-38) \cdot 6,28/140)$

часть модели, так как она компенсируется соответствующим изменением уровня моря. Механические параметры модели соответствуют монолитному изотропному граниту с модулем Юнга $E = 60 \cdot 10^9$ Па и коэффициентом Пуассона $\sigma = 0,25$.

Результаты численных расчетов

Численные расчеты деформаций и смещений поверхности м. Шульца с использованием описанной выше модели выполнены с помощью компьютерной программы FEMLAB (версия 3.0). Результаты расчета смещений разных участков поверхности мыса представлены на рис. 4. Смещения по направлениям соответствующих компонент в точках установки фундаментов лазерных деформографов, которые обозначены буквами на рис. 2 и 4, отдельно показаны на рис. 5. Из результатов моделирования следует, что район установки лазерного деформографа на м. Шульца в периоды понижения атмосферного давления расширяется (рис. 5 в, г), при этом смещения земной поверхности в момент минимального давления (-18 гПа) относительно начала падения давления составляют: $2,65 \cdot 10^{-6}$ м в точке Ю; $1,8 \cdot 10^{-6}$ м в точке С (расстояние между С и Ю 60 м); $-2,5 \cdot 10^{-7}$ в точке З и $-1,3 \cdot 10^{-7}$ м в точке В (расстояние между З и В 20 м). Таким образом, максимальные расчетные разности смещений оснований

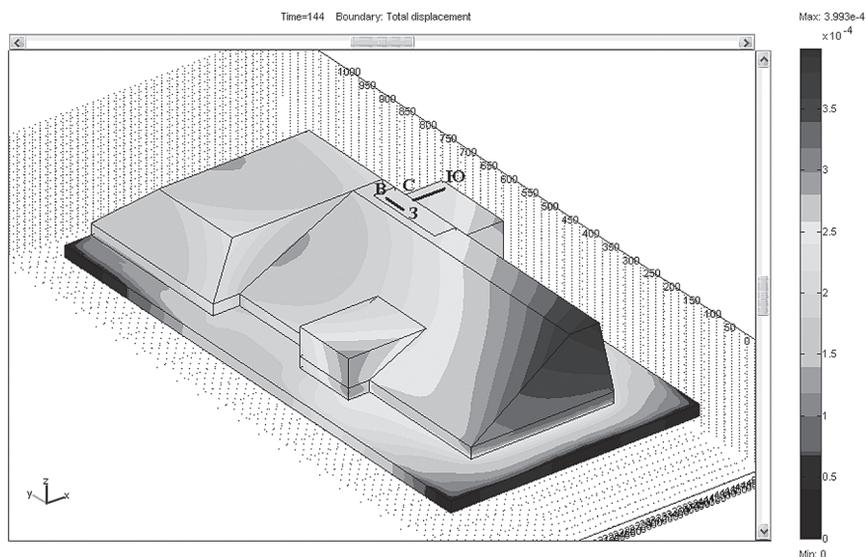


Рис. 4. Расчетное распределение смещений на 3D модели м. Шульца

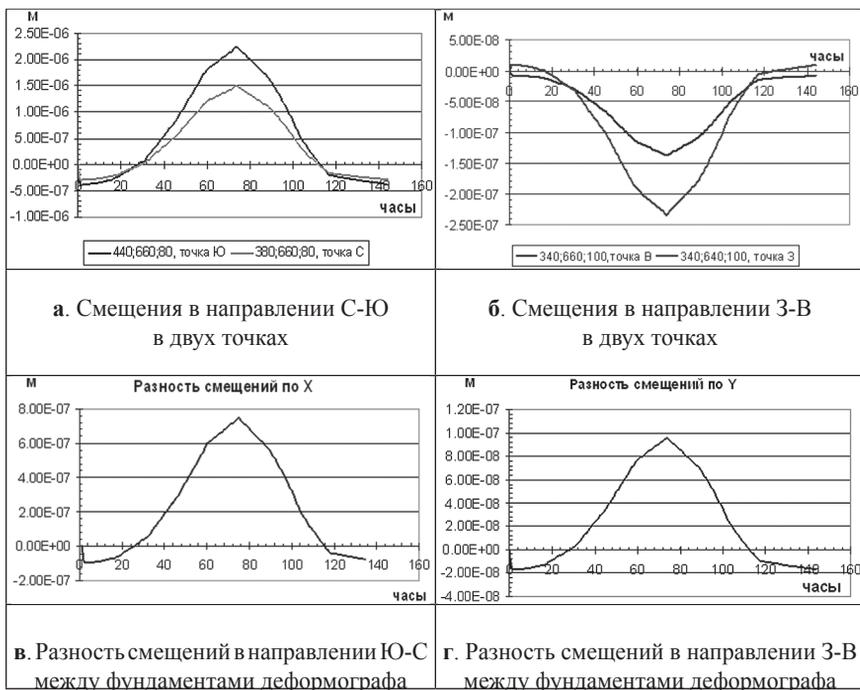


Рис. 5. Расчетные смещения оснований деформографа

деформографа по компонентам принимают следующие значения: $8,5 \cdot 10^{-7}$ м для компоненты С-Ю и $1,2 \cdot 10^{-7}$ м для компоненты Э-В, а максимальные деформации составляют соответственно $1,42 \cdot 10^{-8}$ и $0,6 \cdot 10^{-8}$.

Анализ результатов моделирования и выводы

Сравнение результатов моделирования разностей смещений поверхности земной коры между точками установки оснований лазерных деформографов с результатами измерений этих разностей с помощью лазерных деформографов (см. таблицу) показывает расхождение на 2 порядка в абсолютных значениях при качественном совпадении типа деформации (растяжение). Столь значительное отличие результатов расчета от эксперимента в данном случае может быть связано с невозможностью учета в модели параметра трещиноватости гранитного массива (из-за отсутствия информации), из которого сложен м. Шульца.

Деформация в направлении	Расчет по модели	Измерение
Север–юг	$8,5 \cdot 10^{-7}$ м	$85 \cdot 10^{-6}$ м
Запад–восток	$1,2 \cdot 10^{-7}$ м	$74 \cdot 10^{-6}$ м

Трещиноватость интрузивных пород существенно (приблизительно на порядок) понижает их модуль Юнга, и соответственно увеличиваются деформации. Другим неучтенным фактором, который мог повлиять на результаты измерений, является зависимость показателя преломления воздуха от вариаций давления.

Таким образом, для оценки соответствия предложенной модели цели ее разработки, названной во введении, необходимы как дополнительные сведения о геологическом строении м. Шульца, так и изменения в методике измерений с помощью лазерных деформографов. Вероятность успеха поддерживается еще и тем обстоятельством, что представленные в данной работе расчетные значения смещений близки к результатам, полученным в [1].

Литература

1. *Andre Gebauer*, et all. Finite element modeling of atmosphere loading effects on strain, Tilt and displacement at multi-sensor stations., *Geophys. J. Int.* 2010. V.181. PP. 1593–1612.
2. *Philip E. Ciddor*, Refractive index of air: new equations for they visible and near infrared. *APPLIED OPTICS* V.35. No.9. 20 March 1996. PP.1566–1573.
3. *C.Kroner*, et all. Pressure-induced noise on horizontal seismometer and strainmeter Records evaluated by finite element modeling. *Geophys. J. Int.* 2005. V.161. PP. 167–178.
4. Государственная геологическая карта Российской Федерации, масштаб 1:200000. Изд. 2. Ханкайская серия. К-52-ХII (Владивосток), К-52-ХVIII (Зарубино). Карта составлена ФГУГП Приморская поисково-съёмочная экспедиция. 2002 г. Авторы: Сясько А.А., Кутуб-Заде Т.К., Короткий А.М.
5. Атлас залива Петра Великого и северо-западного берега Японского моря до бухты Соколовская для маломерного флота. Под ред. Волгова. Гидрографическая служба краснознаменного Тихоокеанского флота. Владивосток. 2003.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СИГНАЛОВ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА

О.С. Громашева

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
gromasheva@poi.dvo.ru*

В настоящее время, в период интенсивного освоения Мирового океана, гидроакустические приборы и методы достигли высокой степени совершенства, а области применения гидроакустической техники все расширяются. Особую актуальность имеет создание комплексов компьютерных алгоритмов и программ, позволяющие моделировать многомерные процессы в области физики взрыва, конвективных процессов в мантии Земли, геофизики и сейсмологии, экологии, прогноза погоды, движения судов, а также подводных лодок, волн цунами и т. д.

Взрывные источники звука нашли широкое применение при исследовании дальнего распространения звука в океане, особенностей формирования звуковых полей в сложных гидрологических условиях. Основные преимущества взрывных источников перед источниками других типов в простоте обращения с ними, в их высокой эффективности, широкополосности. Для оценки, излучаемой при взрыве акустической энергии, спектральных характеристик сигнала исследователи обычно пользуются соотношениями, полученными несколько десятилетий тому назад Коулом. Действительно основные систематические измерения характеристик взрывного сигнала были выполнены в 40-х годах. Измерения проводились на близких расстояниях от источника при сравнительно небольшом его заглублении. Более поздние измерения носили эпизодический характер, их результаты, как правило, сопоставлялись с полученными ранее, отмечалось их определенное взаимное согласие. Измерения были направлены на уточнение временной структуры сигнала, формы ударной волны, первой, второй пульсаций пузыря. Подбирались аналитические выражения для кусочно-непрерывного описания формы взрывного сигнала. На основании такого описания проводились оценки

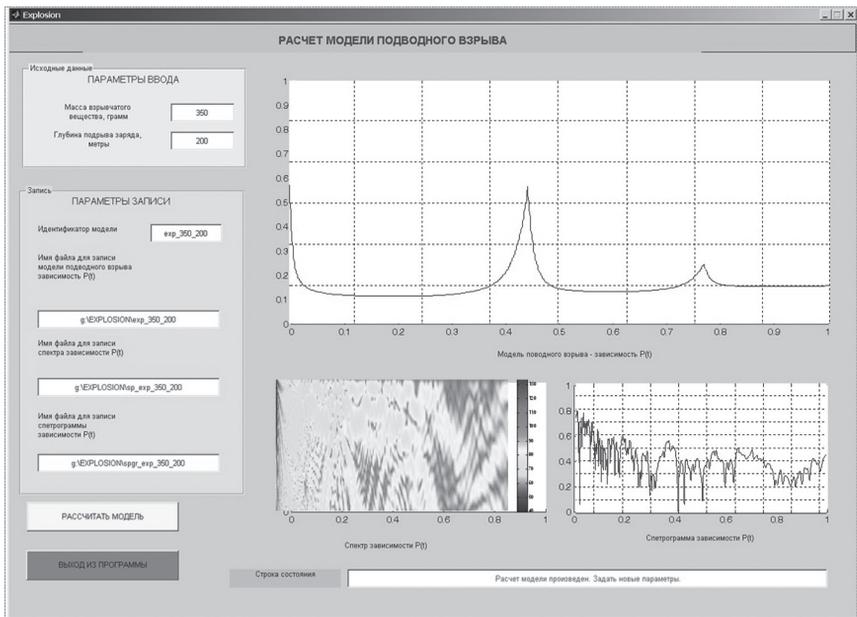
спектра сигнала, его составных частей: ударной волны, первой и второй пульсаций газового пузыря.

Целью данной работы является разработка программного комплекса EXPLOSION для моделирования параметров акустического поля при использовании сигналов подводного взрыва. В лаборатории акустической океанографии разработано специализированное программное обеспечение для расчета математической модели подводного взрыва. Программы написаны на языках Fortran и C++, позволяют рассчитать акустическое поле вблизи взрыва – зависимость гидростатического давления от времени.

Качественно модель подводного взрыва можно описать следующим образом. При подводном взрыве сосредоточенного заряда взрывчатого вещества в воду излучается ударная волна, которую можно представить в виде разрывного скачка давления с последующим экспоненциальным уменьшением давления с течением времени. Это приближение оказывается достаточно хорошим для давлений, превышающих по величине одну четверть пикового значения. В последующие моменты времени наблюдается более медленное уменьшение давления по сравнению с начальным экспоненциальным спаданием. Медленно спадающий участок ударной волны обусловлен интенсивным движением воды, вызванным расширением газового пузыря, состоящего из продуктов детонации взрывчатого вещества. Газовый пузырь быстро увеличивается в объеме и из-за инерции окружающей массы воды переходит равновесное состояние, в котором давление продуктов детонации равно гидростатическому давлению. По мере расширения газового пузыря давление в нем падает более медленно и достигает минимального значения в момент наибольшего расширения. При этом давление в прилегающих к пузырю точках жидкости становится меньше гидростатического. Затем под действием гидростатического давления происходит захлопывание газового пузыря, в процессе которого давление в продуктах детонации постепенно нарастает, превышает гидростатическое и к моменту достижения максимального сжатия возрастает настолько быстро, что изменение давления в прилегающих к пузырю точках жидкости проявляется в виде сравнительно больших импульсов. После максимального сжатия циклы расширения и сжатия пузыря повторяются, и при каждом сжатии и начальной стадии расширения пузыря излучается очередной импульс положительного давления. Эти импульсы называют пульсациями. Вследствие того, что при последовательных сжатиях и начальных стадиях расширения пузыря часть энергии расходуется на акустическое излучение и образование турбулентности, импульсы давления, следующие за первым, быстро умень-

шаются по уровню. Интервал времени, в течение которого давление, вызванное сжатием пузыря, превышает гидростатическое, составляет около 20% от соответствующего цикла колебаний независимо от характера движения пузыря. Образующийся при подводном взрыве газовый пузырь имеет тенденцию мигрировать к поверхности воды под действием силы тяжести, причем миграция наиболее ярко выражена в интервалы времени, когда пузырь имеет минимальные размеры. При вертикальном движении газового пузыря часть потенциальной энергии превращается в кинетическую энергию потока воды, что приводит к уменьшению пиковых значений пульсаций. Положительный импульс пульсаций, т.е. интеграл по времени от положительного избыточного давления пульсаций, в меньшей степени зависит от вертикального движения пузыря. Кривая давления вблизи максимума шире, чем при неподвижном пузыре, когда пульсации максимальны. Эффекты миграции становятся менее заметными с ростом глубины взрыва заряда и уменьшением его массы.

По результатам расчетов с использованием методов математического моделирования можно провести дальнейшую обработку и анализ данных, полученных при проведении взрывов, что позволяет исследовать закономерности изменения поля звука в районе проведения эксперимен-



Интерфейс программы EXPLOSION

тов. Для эффективного решения задач обработки сигналов, принятых от взрывных источников звука, а также для построения новых алгоритмов с использованием модели сигнала подводного взрыва необходимо было объединить уже готовые модули на языке Fortran и C++ в единый комплекс на платформе системы МАТЛАБ. Это позволит без переписывания исходных кодов модулей, что обычно приводит к неизбежным погрешностям и ошибкам, использовать все возможности МАТЛАБ по моделированию, цифровой обработке, передаче данных, их визуализации.

Для апробирования программного комплекса были использованы информационные ресурсы по гидроакустическим исследованиям Мирового океана, по использованию взрывных источников звука при исследованиях дальнего распространения звука в морской среде.

В графическом окне выделены 6 панелей, реализующих алгоритм программы и позволяющих последовательно выполнять действия, необходимые для получения конечных данных:

- панель ввода параметров для расчета модели;
- графическая панель просмотра рассчитанной зависимости $p(t)$,
- графическая панель для просмотра спектра рассчитанной зависимости $p(t)$,
- графическая панель для просмотра спектрограммы зависимости $p(t)$,
- панель ввода имени файлов для записи результатов вычислений;
- панель состояния программы для вывода информации об этапах расчетов с указаниями по дальнейшим действиям для пользователя.

Программа, предназначенная для расчета математической модели сигнала подводного взрыва, была реализована в виде выполняемого модуля Explosion.exe, полученного с помощью компилятора пакета МАТЛАБ. Разработанный графический интерфейс обеспечивает визуализацию и запись результатов. Функциональные возможности программы позволяют моделировать и вычислять зависимость давления в сигнале взрыва от времени. Исходными данными являются масса заряда и глубина его взрыва. Модель разработана с использованием эмпирических и теоретических зависимостей для пикового давления и постоянной времени экспоненциального спада ударной волны. Сигнал вычисляется на расстоянии между зарядом и точкой наблюдения, на которой пиковое давление ударной волны равно 0,1 кГ/см² при глубинах взрыва зарядов до 367 м. Результат расчета – зависимость давления от времени $p(t)$, с сохраняется в текстовом формате с последующей визуализацией в графическом виде.

Программа может применяться в инженерных расчетах, в исследованиях канала распространения звука при использовании взрывных источников звука, обеспечивает возможность оценки параметров подводных взрывов.

Литература

1. Коул, Р. Подводные взрывы / Р. Коул. М.: Изд-во Иностран. лит. 1950. 386с.
2. Громашева О.С., Захаров В.А. Оценка глубины подводного взрыва методом модифицированного кепстрального анализа морской реверберации, обусловленной этим взрывом // Акустический журнал. 2002. Т.48. № 3. С. 324-329
3. Громашева О.С., Захаров В.А. Математическая модель сигнала подводного взрыва // Научн. тр. Дальрыбвтуза (ГУ). Владивосток, 1998. Вып.11. С.38–46.

РАЗРАБОТКА WEB-ПРИЛОЖЕНИЯ «РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ ДАЛЬНЕГО ВОСТОКА»



*И.Г. Акимова, Е.В. Антоний, С.Л. Гаврилов, С.И. Илупин,
В.П. Киселёв, С.Н. Краснощёров, Е.В. Кудешов,
С.Ю. Маслов, Н.Н. Сёмин, М.Б. Тарасова*

*Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН
kis@ibrae.ac.ru*

В настоящей работе даётся описание функциональности и внешнего вида web-приложения «Радиационная безопасность Дальнего Востока», разработанного ИБРАЭ РАН по заказу Дальневосточного федерального университета (ДВФУ). Приложение предназначено для использования специалистами ДВФУ при решении задач радиационного мониторинга, а также в целях получения справочной информации, например, по радиационно-опасным объектам. Рассмотрены основные возможности приложения: отображение на карте объектов разных категорий, представление данных радиационного мониторинга (РМ) в виде графиков, отображение справочной информации по объектам, режимы базового и расширенного поиска объектов.

Территориальные автоматизированные системы контроля радиационной обстановки

В настоящее время на территории Дальневосточного федерального округа размещается ряд радиационно-опасных объектов, в том числе Библинская АЭС, места отстоя выведенных из эксплуатации подводных и надводных атомных кораблей и судов атомного технологического обслуживания, пункты хранения утилизированных АПЛ, источники ионизирующего излучения, применяемые в медицине, сельском хозяйстве, промышленности.

В случае возникновения чрезвычайной ситуации (ЧС) на радиационно-опасном объекте администрация субъекта РФ (края, области) должна решать задачи защиты населения региона в целом, включая взаимодействие с муниципальными органами исполнительной власти соседних регионов, а также информирования и взаимодействия на межрегиональном уровне с администрациями соседних субъектов РФ, руко-

водством федерального округа и федеральными органами исполнительной власти.

Для эффективного решения задач по защите населения и минимизации прямых и косвенных последствий аварий на радиационно-опасных объектах администрациям субъектов Дальневосточного региона необходимо иметь в своем распоряжении доступ к оперативной информации о текущей радиационной обстановке (РО) и динамике её изменения на территориях субъектов (краёв, областей). Такую задачу в настоящее время эффективно решают созданные на территориях Хабаровского, Приморского, Камчатского краёв, Сахалинской области территориальные автоматизированные системы контроля радиационной обстановки (ТАСКРО).

Назначением ТАСКРО является инструментальный контроль РО (подтверждение нормальной РО в местах расположения постов контроля при повседневной деятельности, раннее предупреждение об изменении радиационной обстановки, обеспечение данными по РО в местах размещения постов контроля в режиме ЧС) и информационная поддержка деятельности территориальных и федеральных органов исполнительной власти по обеспечению радиационной безопасности.

Территориальные АСКРО являются источником информации о РО на территории области для органов, осуществляющих контроль радиационной обстановки и обеспечивающих защиту населения при ЧС с радиационным фактором, а также населения и СМИ.

Источники данных радиационного мониторинга

В качестве источников данных мониторинга радиационной обстановки используются автоматизированные системы контроля радиационной обстановки (АСКРО), развёрнутые на территории четырех субъектов Дальневосточного федерального округа, а также открытые информационные ресурсы, позволяющие получать необходимые данные с постов контроля РМ, находящихся на территориях других государств.

Общая схема работы информационно-справочной системы показана на рисунке.

Измерения мощности дозы (МЭД) гамма-излучения и метеопараметров поступают из территориальных АСКРО в Дальневосточный региональный центр (ДВРЦ) и записываются в специализированную базу данных. Информация о радиационной обстановке на территориях других государств поступает в эту же базу данных. Наполнение базы справочной информацией производится с помощью разработанного в ИБРАЭ РАН приложения. По мере наполнения базы данных справочной информацией



Схема работы информационно-справочной системы

и данными РМ пользователи имеют возможность осуществлять наблюдение за радиационной обстановкой (РО) с помощью web-приложения, разработанного специалистами ИБРАЭ РАН.

Представление данных по категориям объектов на карте местности

Рассмотрим принцип работы основного рабочего окна приложения

Для пользователя доступен просмотр объектов на карте по любым из 4 возможных категорий:

- посты АСКРО;
- радиационно-опасные объекты (РОО);
- элементы Единой государственной системы предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций (РСЧС);
- административно-территориальные единицы (АТЕ).

Объекты каждой категории обозначаются на карте своей пиктограммой. Также пользователь может локализовать область просмотра данных, выбрав регион (субъект РФ или другое государство) из списка, находящегося в правой части окна.

Помимо отображения объектов выбранных категорий на карте, пользователю доступны раскрывающиеся списки объектов по каждой из категорий.

При выборе поста АСКРО на карте пользователь видит информационное окно с указанием текущего значения МЭД, пришедшего с выбран-

ного поста, и значения метеопараметров (в случае, если пост настроен на передачу сведений о погодных условиях). При выборе одного или нескольких постов АСКРО из списка и последующем переходе по ссылке «Сравнить» открывается диалоговое окно с графиками показаний выбранных постов АСКРО за последние сутки. Период выборки и опорная дата могут изменяться пользователем внутри диалогового окна.

В основном окне в списках отображаются только те объекты, которые попадают в область видимости карты на данный момент. Если, например, масштаб карты будет подобран так, что пользователь увидит в её пределах только один пост АСКРО, то и в списке постов АСКРО будет присутствовать только один пост, видимый на карте.

Рассмотрим возможность просмотра справочной информации об объекте. Переход к диалоговому окну, содержащему справочную информацию, происходит при выборе объекта на карте и последующем нажатии на его название во всплывающем информационном окне.

Окно справочной информации имеет несколько секций («Статус объекта», «Эксплуатирующая организация» и т. д.). В зависимости от категории объекта набор секций будет различным.

Средство поиска объектов согласно выбранным критериям является необходимым элементом функциональности разработанного приложения. Оптимально реализованный поиск облегчает задачу оперативного доступа к справочной информации по объекту, поскольку изначально пользователю может быть неизвестно его местонахождение. Критериями базового поиска являются:

- выбранный в основном окне регион;
- выбранные в основном окне категории объектов;
- поисковая строка.

Пользователь выбирает интересующий его регион (либо сбрасывает выбор, переходя к режиму «Все регионы»), задает требуемые категории поиска, вводит название объекта в поисковую строку и нажимает кнопку «Найти». По окончании процесса поиска на карте появляются все объекты, удовлетворяющие заданным критериям, а сама карта перемещает область просмотра и подбирает масштаб таким образом, чтобы все найденные объекты попали в поле зрения пользователя. Списки объектов также изменяют свой состав в соответствии с результатами поиска. Порядок работы с найденными объектами аналогичен рассмотренному ранее.

Специалистами ИБРАЭ РАН разработано web-приложение «Радиационная безопасность Дальнего Востока». Приложение обеспечивает защищенный доступ через сеть Интернет к данным радиационного мониторинга АСКРО, созданных на территориях Хабаровского, Примор-

ского, Камчатского краев, Сахалинской области, а также к данным РМ открытых информационных ресурсов стран-соседей Дальневосточного федерального округа Российской Федерации (Южная Корея, Япония – активные пользователи атомной энергетики). Приложение позволяет отображать на карте объекты различных категорий, отображать данные радиационного мониторинга в виде графиков, предоставлять справочную информации по объектам, обеспечивает базовый и расширенный поиск объектов.

Литература

1. *Гаврилов С.Л., Киселев В.П., Красноперов С.Н., Кудешов Е.В., Маслов С.Ю., Семин Н.Н., Сиротинский С.Е., Яковлев В.Ю.* Представление данных радиационного мониторинга с использованием web-GIS технологий, в том числе на мобильных устройствах и портативных компьютерах // Аппаратура и новости радиационных измерений. 2013. №2. С. 40–44.

УЛУЧШЕННАЯ МОДЕЛЬ МИКРОСТРУКТУРЫ, ПОРОЖДЕННОЙ КОНВЕКТИВНЫМИ ПРОЦЕССАМИ

С.Б. Козицкий

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
skozi@poi.dvo.ru*

Рассматривается мультикомпонентная (в частности, термохалинная) конвекция [1] в горизонтально бесконечном слое воды при больших числах Рэлея в окрестности точек бифуркации Хопфа. На верхней и нижней границах области поддерживаются постоянные величины температуры и солёности, более высокие на нижней границе так, что система находится в слегка надкритическом режиме. Исходными уравнениями модели являются уравнения гидродинамики жидкой смеси в поле силы тяжести, а диффундирующие компоненты – тепло и соль.

Система исходных уравнений исследуется методом многомасштабных разложений. Анализ на линейную устойчивость показывает, что наиболее быстро растущая конвективная мода имеет вид бегущих по горизонтали высоких и узких валиков. Отношение ширины этих валиков к их высоте даёт естественный малый параметр ε . Согласно методу многомасштабных разложений вводятся медленная вертикальная переменная $Z = \varepsilon z$ и медленное время $T = \varepsilon^2 t$, а также продолженные производные. Далее зависимые переменные считаются зависимыми и от введенных медленных переменных. Решение ищется в форме асимптотических рядов по степеням ε . При $O(\varepsilon^n)$ получаются различные системы уравнений, которые исследуются каждая по отдельности. Из условий разрешимости системы при $O(\varepsilon^3)$ получается система амплитудных уравнений АВС типа, в которой амплитуды $B(T, Z)$ и $C(T, Z)$ описывают средние вертикальные распределения температуры и солёности, определяющие плотность воды [2]. Также мы внедрили в эти уравнения некоторые члены при $O(\varepsilon^5)$ для более корректного моделирования ступенчатой микроструктуры.

$$\begin{aligned}A_T &= rA + \alpha_0 A_{zzzz} + \alpha_1 A_{zz} + \alpha_2 AB + \alpha_3 AC + N_1(A, B, C), \\B_T &= B_{zz} - \alpha_4 (|A|^2)_{zz} + N_2(A, B, C), \\C_T &= \tau C_{zz} - \tau \alpha_5 (|A|^2)_{zz} + N_3(A, B, C).\end{aligned}$$

Здесь τ – число Эйнштейна, $r, \alpha_i, i = 0 \dots 5$ – комплексные коэффициенты, $N_i(A, B, C), i = 1 \dots 3$ – линейные операторы, действующие на амплитудные переменные $A(T, Z), B(T, Z), C(T, Z)$. Улучшениями в этой системе по отношению к модели из работы [2] являются учет членов более высокого порядка в уравнениях, учет небуссиновских членов и другой вид формул для коэффициентов уравнений.

Для приведенной системы уравнений разработана численная модель, основанная на ETD (exponential time differencing) псевдоспектральных методах. Чтобы моделировать самопроизвольно возникающие структуры в качестве начальных условий мы выбирали случайный шум с амплитудой 10^{-4} для $A(T, X)$ и периодические граничные условия по вертикали, которые являются разумным приближением для моделирования конвекции во внутренних слоях жидкости и естественными для используемых псевдоспектральных численных методов.

Численное моделирование показывает, что в широком диапазоне параметров система имеет решения, описывающие вертикальную микроструктуру с характерным временем формирования порядка нескольких часов. Микроструктура имеет нерегулярную форму, такую что весь слой жидкости расщепляется на 10–30 более тонких слоев. Вертикальная структура частоты плавучести имеет пиковые выбросы, амплитуда и ширина которых согласуются с данными наблюдений. Полученные результаты могут быть полезны для объяснения параметров микроструктуры в некоторых важных океанологических системах, таких как термохалинные лестницы [1].

Литература

1. Radko T. Double-diffusive convection // Cambridge University Press. New York. 2013.
2. Kozitskiy S.B. Fine structure generation in double-diffusive system // Phys. Rev. E. 2005. V. 72(5). P. 056309-1-056309-6.

ПРИМЕНЕНИЕ СИНГУЛЯРНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ МОРСКИХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ

Р.А. Коротченко

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
romankor@mail.ru*

Активное освоение морского шельфа повлияло на постановку ряда экологических задач, из которых важное место занимает акустический мониторинг антропогенных и естественных шумов на северо-восточном шельфе о. Сахалин [4, 5]. Его целью является контроль влияния техногенных процессов на акваторию кормления серых китов. За время мониторинга, который длится несколько месяцев, накапливается огромный объем данных, в котором содержится информация, связанная с присутствием и социальной активностью серых китов в районе наблюдений. Поиск и выделение локальных фрагментов данных, содержащих сигналы китов, является нетривиальной задачей и требует автоматизации. Развитие методов для извлечения и статистической обработки подобной акустической информации открывает возможность мониторинга присутствия животных с целью контроля их миграции в районе на принципиально новом уровне, поскольку сбор акустических данных выполняется непрерывно и круглосуточно в течение всего полевого сезона, независимо от погодных условий.

Сложность поиска и локализации сигналов животных связана с краткостью импульсных сигналов серых китов и невысокими амплитудами сигналов относительно уровня шума. На рис. 1 приведен редкий пример записи отчетливых акустических сигналов серых китов.

На рис. 1 видно, что с увеличением уровня шумов, характерных для групп 3 и 5, обнаружение наличия сигналов затруднено и требует специальных методов обработки данных. Наиболее ожидаемым подходом является применение процедуры фильтрации на основе взаимной корреляции с образцом сигнала. Однако, сигналы животных могут сильно отличаться из-за возраста особей, индивидуальных различий, особенностей распространения звука из-за различного удаления от гидрофона, рельефа мест-

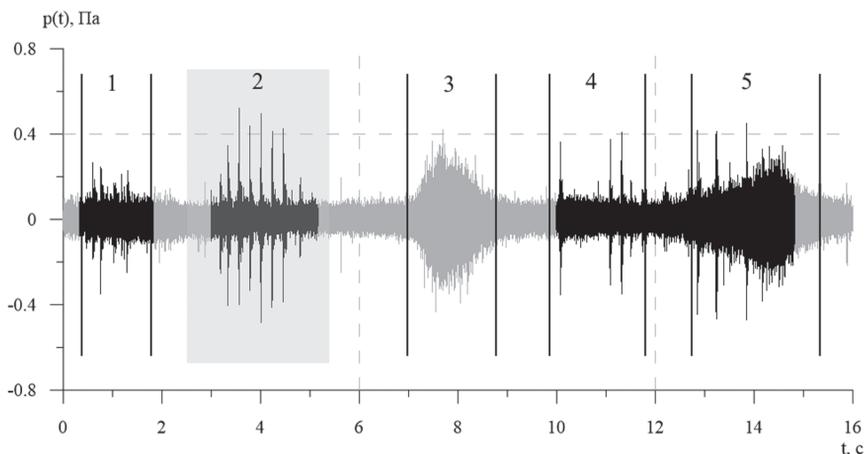


Рис. 1. Группы сигналов серых китов

ности и т.д. Поэтому корреляция с единым типичным сигналом не позволит построить оптимальную процедуру обнаружения и фильтрации.

Метод разложений по эмпирическим ортогональным функциям (ЭОФ), к которому относится сингулярный спектральный анализ (SSA), успешно зарекомендовал себя при решении задач в метеорологии, физике атмосферы и океана [1–3, 6, 7]. Подход основан на предположении, что состояние среды является суперпозицией очень большого количества взаимодействий между разными процессами или «модами». В связи с этим возникает задача уменьшить размерность системы и выявить структуры, наиболее полно объясняющие наблюдаемые вариации в наблюдениях и соотносить их с процессами, независимыми друг от друга. Теоретические и алгоритмические детали изложены в [1, 3]. Выделенные моды не обязательно совпадают с физическими составляющими. Один и тот же физический процесс может давать вклад в разные моды и одна и та же мода может быть результатом действия более чем одного физического процесса. Чтобы улучшить согласование прибегают к процедуре «группирования», где выделенные ЭОФ разбивают на группы, соответствующие общему физическому процессу. Успех метода и интерпретации результатов в целом определяется адекватностью построенного соответствия.

С точки зрения меры информации в наблюдениях, удобно сопоставить всему ее объему полную вариацию, определяемую как сумму собственных значений, полученных при разложении. Тогда информационный вклад от отдельной моды соответствует относительному вкладу ее собственного значения. Ограничившись набором мод, суммарный дис-

персионный вклад от которых составляет более 90% в исходное поле и восстановив на их основе модель процесса, мы выполним процедуру понижения размерности и фильтрации «шумов» в исходных данных.

Применение SSA для поиска сигналов серых китов при акустических наблюдениях предполагает, что в данных суммируются вклады от естественных шумов океана, импульсных сигналов животных и сигналов других типов. Если эти составляющие разделяются с помощью ЕОФ-разложения в отдельные подпространства, то результат анализа позволит отчетливо выделить информационную компоненту данных с сигналами животных. Указанием на это является то, что для сигналов серого кита характерны импульсные «всплески», которые резко меняют статистические характеристики акустического шумового фона. Принципиальная нестационарность импульсных сигналов приводит к формированию локализованных трендовых составляющих фрагмента временного ряда и появлению дополнительного информационного вклада, отсутствующего в равномерном фоновом шуме. Повторяемость импульсов в группе повышает вероятность идентификации обнаруженного «всплеска» как китового сигнала (рис. 1).

На практике реализован следующий метод: при поиске сигналов серого кита выполняется SSA последовательных фрагментов ряда вариаций акустического давления. Из каждого фрагмента ряда выделяются аддитивные составляющие, интерпретируемые как тренд, колебательные составляющие и шум. Появление в разложении заметного вклада от собственного значения колебательной составляющей, согласованной в пространственно-временном масштабе с длительностью импульсных сигналов серого кита является признаком – сигнальной функцией, регистрируемым поисковой программой. Повторяемость появления признака в течение нескольких секунд указывает на серийный характер сигнала и повышает достоверность процедуры поиска и идентификации. Метод эффективно работает при низком соотношении «сигнал/шум» за счет того, что происходит фильтрация и разделение сигнальной и шумовой составляющих, результат сравнения с корреляционным методом представлен на рис. 2.

В подпространстве сигнала, выделяемом второй модой, шум присутствует незначительно и отношение «сигнал/шум» существенно возрастает. Использование только второй моды и ее собственного значения как критерия наличия сигнала позволяет обнаруживать сигналы, которые визуально или «на слух» в акустических записях не выделяются. На рис. 3 показан фрагмент временного ряда вариаций акустического давления и его аппроксимация на основе первых 3-х мод (остальные рассматривались как «шум» и были отброшены). Сравнение собственных значений для 2 и 3 мод SSA фрагментов данных с импульсным сигналом

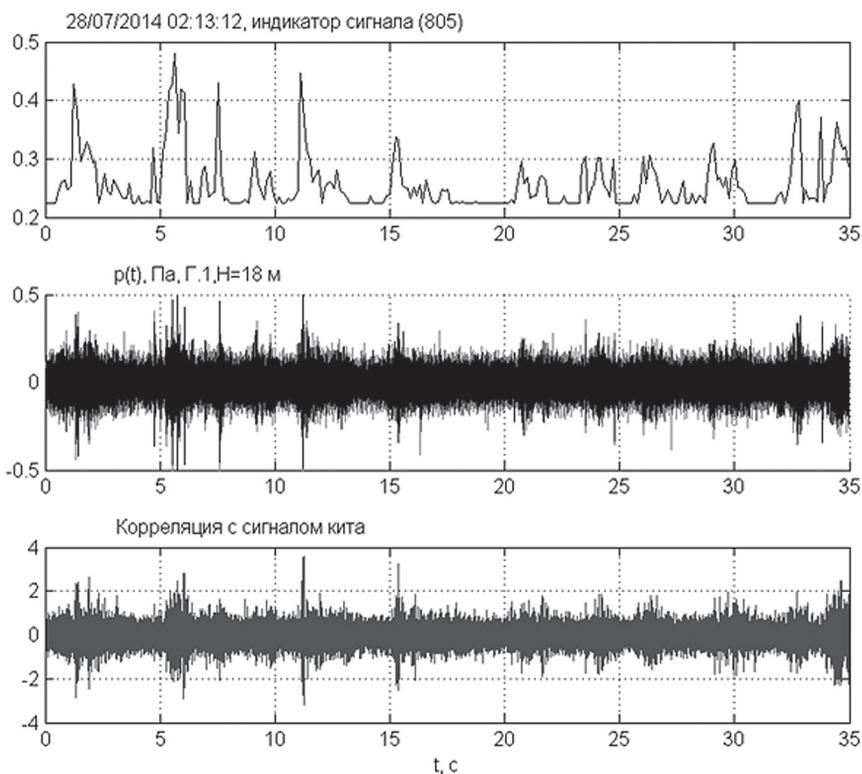


Рис. 2. Сигнальная функция на основе SSA, реальные акустические данные и взаимокорреляционная функция реальных данных с типичным сигналом серого кита

и без подобного ему показывает, что они существенно различаются даже в логарифмическом масштабе.

Сам по себе SSA акустических данных не выделяет сигналы именно китов или других животных, однако он позволяет выделить составляющие типа тренд, осциллирующие компоненты и шум. Выделение подпространства, наиболее насыщенного информацией о сигналах нужного типа позволяет эффективно построить более сложные алгоритмы для классификации и идентификации и проводить обработку больших объемов данных в автоматизированном режиме.

Литература

1. Главные компоненты временных рядов: метод «Гусеница» // Под ред. Д.Л. Данилова, А.А. Жиглявского. СПб: Пресском, 1997. 307 с.

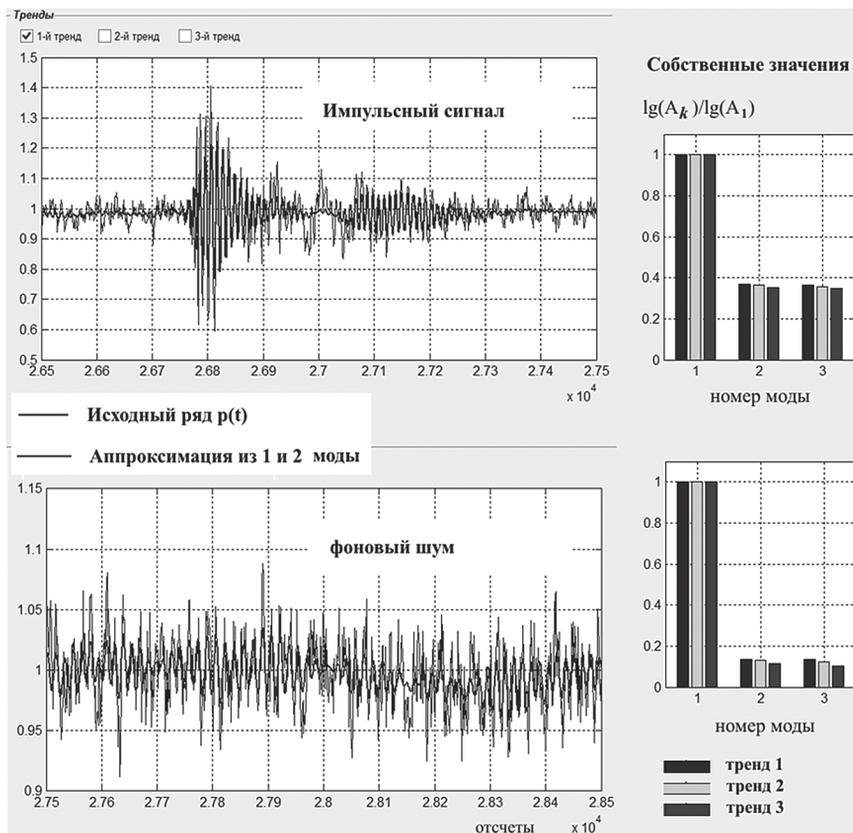


Рис. 3. Фрагмент временного ряда вариаций акустического давления и его аппроксимация на основе первых 3-х мод ЭОФ

2. Глуховский А.Б., Фортус М.И. Оценка статистической надежности эмпирических ортогональных функций // Изв. АН СССР. Физ. Атмосф. и океана, 1982. Т.18 № 5. С. 451–459.

3. Голяндина Н.Э. Метод «Гусеница»-SSA: анализ временных рядов: Учеб. пособие. СПб: Изд-во СПбГУ, 2004. 76 с.

4. Рутенко А.Н. и др. Мониторинг сейсмоакустических сигналов и антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин // Акуст. журн., 2012. Т. 58. № 2. С. 248–257.

5. Рутенко А.Н., Гриценко В.А. Мониторинг антропогенных акустических шумов на шельфе о. Сахалин // Акуст. журн., 2010. Т. 56, № 1. С. 77–81.

6. Elsner J.B., Tsonis A.A. Singular Spectrum Analysis: A New Tool in Time Series Analysis. Plenum Press. New York, 1996. 164 p.

7. Navarra A., Simoncini V. A Guide to Empirical Orthogonal Functions for Climate Data Analysis. Springer, 2010. 152 p.

МНОГОМАСШТАБНАЯ ЦИФРОВАЯ МОДЕЛЬ БАТИМЕТРИИ ЗАЛИВА ПЕТРА ВЕЛИКОГО ЯПОНСКОГО МОРЯ НА ОСНОВЕ СИНГУЛЯРНОГО АНАЛИЗА

Р.А. Коротченко, А.В. Кошелева

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
romankor@mail.ru*

Успешные исследования на океанском шельфе во многом опираются на понимание генезиса рельефа и истории геологических процессов в регионе. Масштабы, длительность и последовательность тектонических событий непосредственно связаны с формой рельефа и геологическим строением слагающих его структур [3]. Рассматривая рельеф как совокупность структур, упорядоченных по пространственному масштабу, энергии и временам формировавших их процессов, можно построить модель, согласованную с эволюционным развитием шельфа и прилегающих территорий [4].

Для геотектоники значительный интерес представляют методы, которые позволяют провести численный анализ и получить качественные и количественные оценки для факторов, определяющих особенности формы рельефа. Выделение статистически связанных структур рельефа и возможность их интерпретации в геологическом и пространственно-временном аспекте расширяет доступное палеогеографическое описание и предоставляет новую информацию о тектонике региона.

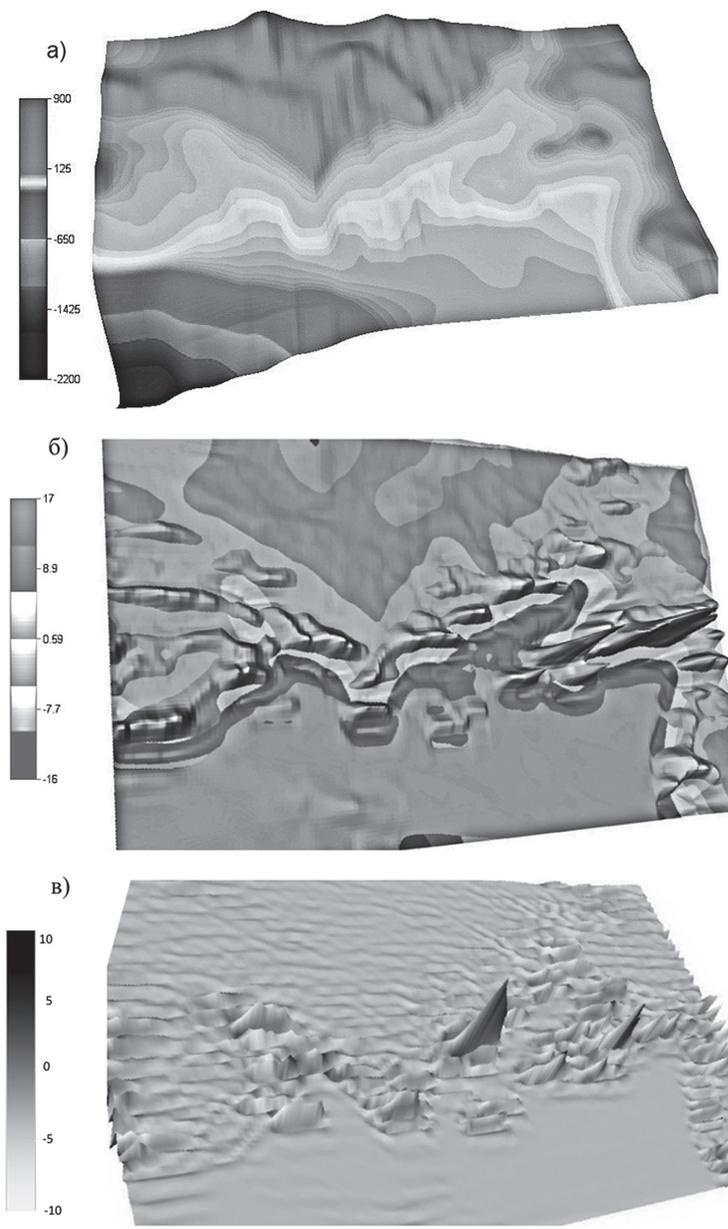
Современным методом анализа двумерных скалярных полей является двумерный сингулярный спектральный анализ (2D-SSA или «Гусеница»). 2D-SSA позволяет без дополнительных модельных ограничений выполнить разложение двумерных скалярных данных на составляющие, упорядоченные по масштабу: тренд, колебания, осцилляции и шум [7]. Метод относится к статистическим методам, основанным на разложении по эмпирическим ортогональным функциям (ЭОФ) [2]. Как и в одномерном случае, в 2D-SSA выполняется разложение исходных данных на N -структур максимальной вариации и оценка относительного вклада каждой структуры. Величина вкладов определяется амплитудой собственных значений. Относительный вклад в полную вариацию от отдельного

сингулярного значения определяется как $\lambda_k \cdot \left(\sum_{i=1}^N \lambda_i \right)^{-1}$. Суть метода – вы-

делить информационно-наполненные подпространства и отфильтровать помехи и «шумы» при декомпозиции исходного поля. Далее – восстановить поле или его составляющие с помощью группирования, выбирая подмножества собственных векторов и проектируя исходное поле на образуемое ими подпространство. Разделение набора собственных векторов на классы с близкими по амплитуде собственными значениями приводит к масштабированию вклада аддитивных составляющих в разложение [7]. Естественная связь между амплитудами вариаций и энергетикой тектонических процессов позволяет физическую интерпретацию масштаба для выделенных групп. Более полное рассмотрение теоретических оснований закономерностей энергетического баланса при формировании рельефа представлено в [3].

Натурные данные для анализа рельефа в заливе Посыет были собраны по доступным материалам судовых измерений, уточнены оцифровкой карт региона и сведениями, предоставляемыми NASA (ETOPO1, ASTER), GEBCO и ASTERGDEM [8–11]. Территория анализа была расширена для охвата прилегающей сухопутной территории, поскольку формировались едиными геотектоническими процессами. С помощью 2D-SSA были выделены пространственные структуры, формирующие многомасштабную аддитивную модель (см. рисунок). Представленные в модели многомасштабность и аддитивность получили интерпретацию по времени происхождения и пространственной протяженности, согласованные с уже описанными геологическими стадиями и тектоническими этапами Южного Приморья [2, 6]. Возможность эволюционной трактовки развития выделенных структур возникает в силу взаимозависимости пространственного масштаба, необходимых энергетических затрат и соответствия интервалов времени для развития структур [1].

Для прямоугольного района 100 x 70 км на сетке с ячейками 400 x 300 м была определена цифровая модель рельефа с перепадом высот около 3000 м – от глубины 2250 м до высоты 920 м. С помощью 2D-SSA были рассчитаны 41 собственная функция (моды) – базис разложения. После оценки вклада собственных значений для реконструкции оставлены 10 старших мод, суммарный относительный вклад от собственных значений которых в полную вариацию составил 96%. Остаток рассматривался как «уровень шума». Согласно амплитуде собственных значений были определены 3 подпространства: 1-я мода, 2-4 моды и 5–10 моды (см. таблицу).



а) модель рельефа на основе 1-й с.ф. разложения – древняя форма мелководного залива и прибрежной территории; б) составляющая рельефа для группы 2-4 с.ф.– более поздние тектонические процессы меньшего масштаба; в) структуры для группы 5–10 с.ф отражают завершение формирования прибрежной зоны

Мощности ЭОФ в цифровом разложении рельефа

Группа	1 (1-я с.ф.)	2 (2-4 с.ф.)	3 (5-10 с.ф.)
Вклад в вариацию, %	71	18	8
Соответствие перепаду высот (м)	3000	90	10

На рисунке (а) показано, что основная тектоническая формация представлена 1-модой разложения и включает: фундамент, гористую формацию и глубоководный свал, соответствующие Сихотэ-Алинской области мезозойской складчатости. Согласно геологическим сведениям тектоническое развитие этих структур началось примерно 400 млн. лет назад в палеозое и продолжалось в эпоху мезозойской складчатости [1, 6]. Модель рельефа на основе отдельной 1-й моды разложения иллюстрирует древнюю форму мелководного залива и прибрежной территории с амплитудными колебаниями порядка сотен метров. Группа 2–4 мод соответствует колебаниям порядка десятков метров и связана с тектоническими процессами меньшего масштаба, происходивших несколько позже и в более короткие сроки. Отчетливо проявляются структуры, связанные с перестройкой рельефа вдоль береговой зоны древнего залива и появлением островов, скалистых мысов и крупных бухт. Тектонические деформации этого масштаба привели к «запиранию» устьев древних рек и отделению части залива Посьета и Амурского залива от моря. Геологическое описание соответствует структурам позднепалеозойского, мезозойского и кайнозойского периодов. Структуры для 5–10 мод соответствуют масштабу нескольких метров и связаны с завершением формирования прибрежной зоны в результате вулканизма, экзогенных процессов, чередование эпох наступления и отступления моря [5, 6].

Таким образом, 2D-SSA позволил сформировать статистически обоснованную модель с масштабной декомпозицией рельефной поверхности шельфа на компоненты с главной тектонической структурой, зонами вторичной складчатости и образованиями, возникшими при вулканизме и осадконакоплении. Сопоставление геологических сведений о территории Южного Приморья с результатами обработки обеспечили интерпретацию модели и сделали анализ геотектоники региона более полным.

Литература

1. *Ветренников В.В.* Геологическое строение Сихоте-Алинского заповедника и центрального Сихоте-Алия. Владивосток: Дальневосточное книжное издательство, 1976. Вып. 6. 167 с.

2. Глуховский А.Б., Фортус М.И. Оценка статистической надежности эмпирических ортогональных функций // Изв. АН СССР. Физ. Атмосф. и океана, 1982. Т.18 № 5. С. 451-459.
3. Голицын Г.С. Статистическое описание рельефа поверхности планеты и его эволюции // Физика Земли, 2003. № 7. С. 3-8.
4. Коротченко Р.А., Самченко А.Н., Яроцук И.О. Пространственно – временной анализ геоморфологии дна залива Петра Великого (Японское море) // Океанология, 2014, Т. 54, № 4, С. 538–545.
5. Лихт Ф.Р., Астахов А.С., Боцул А.И. и др. Структура осадков и фаций Японского моря. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1983. 286 с.
6. Марков Ю.Д. Южноприморский шельф Японского моря в позднем плейстоцене и голоцене. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1983. 128 с.
7. Golyandina, N.E., Usevich, K.D., 2010. 2D-extension of Singular Spectrum Analysis: algorithm and elements of theory // Matrix methods: theory, algorithms and applications / Ed. by V. Olshevsky, E. Tyrtyshnikov. World Scientific. P. 449–473.
8. Smith W.H.F., Sandwell D.T. Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings // Science, 1997. Vol. 277. P. 1956-1962.
9. URL:<http://www.gdem.aster.ersdac.or.jp>.
10. URL:http://www.gebco.net/data_and_products/gridded_bathymetry_data.
11. URL: <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/global.html>.

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА ДЛЯ МОНИТОРИНГА ИНТЕГРАЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ И НАПРАВЛЕНИЯ ТЕЧЕНИЯ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ



Ю.Н. Моргунов, М.С. Лебедев, А.А. Голов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
golov_alexander@inbox.ru*

Одновременное излучение акустических сигналов в противоположных направлениях между двумя точками может использоваться для отделения эффектов, вносимых течениями, от эффектов, связанных с перестройкой структуры профиля скорости звука в океане при влиянии различных неоднородностей. Данный метод исследования течений называется методом встречного зондирования. Метод способен обеспечить контроль параметров приливных течений, внутренних волн, оценки массопереноса, циркуляции вод и т.д. Техническая реализация метода обеспечивается применением комбинированных приемно-излучающих систем (трансиверов).

Решение обратной задачи с целью мониторинга течений на ранних этапах развития методики представлялось различными способами. В рамках акустического зондирования было предложено использование разницы во временах распространения (ВР) сигналов в противоположных направлениях между двумя точками. При этом разность может интерпретироваться как вносимая течениями положительная или отрицательная поправка ко времени распространения [1].

К преимуществам данной методики можно отнести:

- акустическое зондирование не возмущает исследуемого потока, параметры которого измеряются;
- методика может использоваться для измерения течений в районах морских путей без риска для самого оборудования или представления неудобств судоходству;
- возможность проведение долгосрочного мониторинга

Принципиальным моментом методики является сохранение взаимности между сигналами, распространяющимися в противоположных направлениях. В работе [1] выявление «не взаимности» принятых сигналов



исследовалось с помощью анализа их характеристик (различия амплитуд, структуры приходов и ВР). Было показано, что разница между встречными посылками имеет тот же порядок, как и у флуктуации во временной области при одностороннем распространении. Что позволило заключить: влияние течений на распространение звуков в условиях «многолучёвости» приводит также к значительным вариациям сигнала, несмотря на то, что вертикальные градиенты скорости звука вносят больший вклад в рефракцию лучей по сравнению с вертикальными градиентами течений.

Вычисление разности ВР дает возможность оценивать пространственно-усредненные параметры течения вдоль акустических трасс. В работе [3] представлено описание алгоритма расчета значений скорости и направления течения при использовании 3-хпозиционной схемы постановки автономных акустических станций. Принцип расчёта основан на получении двух ортогональных компонент течения в центре произвольного треугольника. Измерения проводятся по разности ВР сигнала на акустических трассах, исходящих из общей вершины образованного трансиверами треугольника. На рис. 1 показана схема, согласно которой происходит трансформация проекций течения на акустические трассы в две ортогональные компоненты (северную V_N и восточную V_E) вектора течения, для случая, когда рассматривается только одна пара сторон. Начало координатной системы (V_E, V_N) помещается в центр образованного трансиверами треугольника, а сдвинутая с помощью параллельного переноса координатная система (V'_E, V'_N) размещается в общей вершине для измерения направления на трассы. Далее преобразование производится  помощью формул:

$$V_E = \frac{V_2 \cos \alpha_2 - V_1 \cos \alpha_1}{\sin \alpha_1 \cos \alpha_2 - \sin \alpha_2 \cos \alpha_1}, \quad V_N = \frac{V_2 \cos \alpha_2 + V_1 \cos \alpha_1}{\sin \alpha_1 \cos \alpha_2 - \sin \alpha_2 \cos \alpha_1}, \quad (1)$$

где α_2 и α_1 определяют углы, измеренные по часовой стрелке от направления на север из общей вершины на направления акустических трасс (азимутальные углы), а V_1 и V_2 – интегральные значения скорости течения вдоль этих трасс.

Развивая предложенный подход, можно заключить, что полученные компоненты (проекции на оси декартовой системы координат) формируют при сложении горизонтальный вектор течения. Длина вектора (абсолютное значение) определяет скорость течения, а направление определяется углом между горизонтальной осью и самим вектором.

$$V = \sqrt{(V_E)^2 + (V_N)^2}, \quad (2)$$

$$\phi = \arccos(V_E / V), \quad (3)$$

Программная реализация предложенного алгоритма внедрена в разработанном графическом интерфейсе в среде программирования Matlab. Общая блок-схема с указанием основных модулей программы приведена на рис. 2.

Входные параметры передаются по COM-порту в виде информационных посылок (по 2 для каждой трассы) с одинаковой структурой: первая строка – амплитуды приходов, вторая строка – ВР приходов, третья – локальное время по данным системы GPS. Основным звеном программы является два интегрированных в среду Matlab объекта – Serial и Timer, управляющих её работой. Первый объект предназначен для приема данных по COM-порту во входной буфер с последующей их структуризацией. Второй – для инициализации процесса приема данных

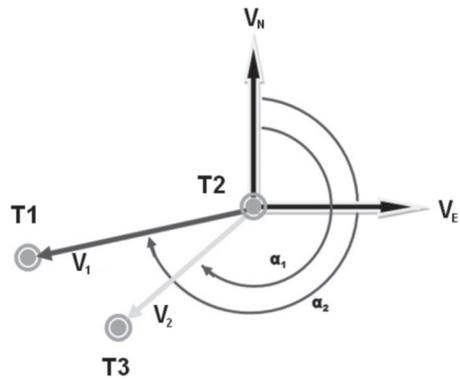


Рис. 1. Расчет ортогональных компонент вектора течения

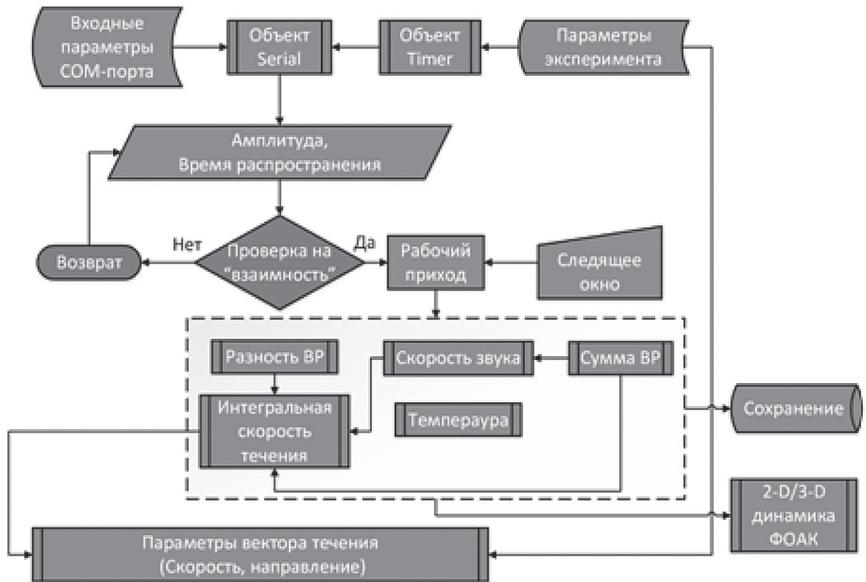


Рис. 2. Составная блок-схема программы

(период приема данных, время записи во входной буфер, время открытия и закрытия COM-порта). Перед началом работы алгоритма задаются максимальные глубины на акустических трассах, длины горизонтальных дистанций между 3 трансиверами, значение средней солености для пересчета скорости звука в температуру по полуэмпирической формуле Маккензи. На рис. 3 представлен графический интерфейс разработанной программы.

Панель запуска программы Engine отвечает за подключение и отображение номера доступного COM-порта, по которому будут передаваться данные, непосредственно запуск и остановку программы. Панель Parameters содержит функциональные кнопки с вызовом окон задания параметров эксперимента, границ для функции отклика акустического канала и подтверждения/отмены сохранения (по выбору пользователя) принятых и рассчитанных данных в лог-файл на жестком диске. В панели Post-Plotting имеется ряд кнопок предназначенных для вывода отдельных графиков по данным, содержащимся в записанном лог-файле.

Для отображения географического расположения трансиверов относительно направления на север предназначены: кнопка Coordinates и окно (график в правом верхнем углу) с осями в полярной системе координат.

Вышеописанная методика предполагает измерение вектора течений в центре треугольной области, образуемой тремя трансиверами, поэтому координаты центра рассчитываются с помощью среднего зна-

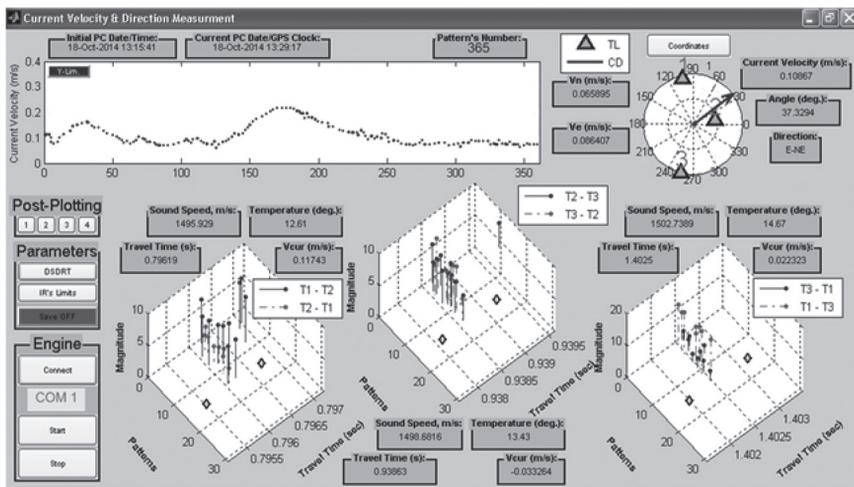


Рис. 3. Графический интерфейс отображения

чения по трем координатам расстановки акустических систем. Начало системы координат на данном графике совпадает с центром треугольника. Направление горизонтального вектора течения обозначается стрелкой.

После приема информационных посылок следует проверка на взаимность полученных времен распространения в противоположных направлениях для каждой трассы. Известно, что в условиях многолучевого распространения, временное разрешение системы определяется шириной одного символа модулирующей последовательности [4]. Временное разрешение – расстояние между приходами во временной области.

Процедура проверки представляет собой оценку разности времен распространения между двумя «обоюдными» приходами в виде:

$$\Delta\tau \equiv \tau_{direct} - \tau_{inverse} \leq n/F, \quad (4)$$

где n – количество периодов на символ, F – несущая частота, а их произведение дает значение длительности одного символа излучаемой последовательности. Если времена удовлетворяют этому условию, то они считаются «взаимными» и используются для дальнейших расчетов, если нет – то программа ожидает поступления нового информационного пакета для очередной проверки критерия взаимности.

Сумма и разность времен распространения позволяют разделить вклады, вносимые изменением структуры профиля скорости звука, от кинетических процессов. Полусумма ВР используется для расчета интегрального значения скорости звука на каждой трассе, с последующим переводом в температуру. Разность ВР дает значения проекции скорости течения на акустические трассы. Преобразования рассчитанных значений составляющих течения, параллельных акустическим трассам, в ортогональные компоненты производятся для каждой пары трасс треугольника. Далее формируется горизонтальный вектор течения, с определением его длины (скорости течения) и угла с горизонтальной осью (направления). В левом верхнем графике отображаются абсолютные значения вектора скорости в окне с размером временной оси – 360 мин. На нижних трех 3-D-графиках отображается динамика функции отклика акустического канала на каждой трассе. Все числовые параметры, полученные в результате расчета, выводятся в отдельные текстовые панели, а так же сохраняются в лог-файле для последующей пост-обработки.

Представленный алгоритм и разработанная программа успешно прошли экспериментальную апробацию на мелководной акватории бухты Витязь залива Посьета в экспедициях 2013–2014 гг.

Литература

1. *Stallworth L.A.* A new method for measuring ocean and tidal currents // *J. Acoust. Soc. Am.* 1973 P. 55–58.
2. *Worcester P.F.* Recipocal acoustic transmission in a midocean environment // *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. V. 62. № 4. P. 895–905.
3. *Adityawarman Y., Kaneko A., Taniguchi N., Mutsuda H., Komai K., Guo X., Gohda N.* Tidal current measurement in the Kurushima strait by the reciprocal sound transmission method // *Acoust. Sci. & Tech.* 2012. V. 33. № 1. P. 45–51.
4. *Hong Z., Gohda N., Noguchi H., Ito T., Yamaoka H., Tamura T., Takasugi Y., Kaneko A.* Recipocal sound transmission experiment for current measurement in the Seto inland sea, Japan // *Journal of Oceanography.* 1997. V. 53. P. 117–127.
5. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Голов А.А., Лебедев М.С., KiseonKim, Ju-SamPark.* Экспериментальная апробация аппаратно-программного комплекса для дистанционного измерения скорости течений и температур в мелководных акваториях // *Акустический журнал*, 2014, Т. 60. № 6. С. 623–632.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МАГНИТУДНЫЕ ИНВАРИАНТЫ В СЕЙСМОЛОГИИ

Г.И. Долгих  В. Мишаков²

 федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук
²Школа естественных наук ДВФУ

В работе [1] были описаны способы получения магнитудных инвариантов, т.е. комплексов магнитудных величин, не зависящих от магнитуд, на основе хорошо известных в сейсмологии общепланетарных регрессионных формул с магнитудой M , применимых в среднем для всех сейсмоактивных регионов планеты:

$$T = T(M) = T_M = 10^{a_0 M - b_0} \text{ лет}, \quad (1)$$

$$\Delta t = \Delta t(M) = \Delta t_M = 10^{a_1 M - b_1} \text{ км}, \quad (2)$$

$$r_c = r_c(M) = r_{cM} = 10^{a_2 M - b_2} \text{ Дж}, \quad (3)$$

$$\Delta W = \Delta W(M) = \Delta W_M = 10^{a_3 M - b_3} \text{ км}^3, \quad (4)$$

$$E_c = E_c(M) = E_{cM} = 10^{a_4 M - b_4} \text{ Дж}, \quad (5)$$

$$V_c = V_c(M) = V_{cM} = 10^{a_5 M - b_5} \text{ км}^3, \quad (6)$$

$$N = N(M) = N_M = 10^{a_5 M - b_5}, \quad (7)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a &= 0,5, & b &= 2,1; & a_0 &= 0,26, & b_0 &= 3,50; \\ a_1 &= 0,5, & b_1 &= 2,28; & a_2 &= 1,5, & b_2 &= -7,18; \\ a_3 &= 1,5, & b_3 &= -4,8; & a_4 &= 1,5, & b_4 &= 6,2; \\ a_5 &= -1, & b_5 &= -5. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Здесь в отличие от работы [1] добавлена на основании [2] ещё и 7-я магнитудная величина N_{M^p} , точнее, распределение землетрясений по магнитудам (закон повторяемости [3 – 5] землетрясений), подчиняющееся 2-му закону Гутенберга-Рихтера [6, 7, 2]. При этом N – среднее количество землетрясений с магнитудой, равной или большей M , в том или ином сейсмоактивном регионе планеты за определённый промежуток времени (обычно за год). В соотношениях (8) приведены [2] типичные значения параметров распределения (7): $a_5 = -1$, $b_5 = -5$, применимые в среднем для всех сейсмоактивных регионов земного шара.

Напомним из [1], что соотношения (1) и (2) являются соответственно 1-й и 2-й формулами Зубкова [8], определяющие время T (по долго-

срочным предвестникам) возможного повторения землетрясения (время цикла землетрясения, время подготовки землетрясения, время накопления потенциальной энергии ΔW_M (см. формулу (4)) будущего землетрясения, длительность фазы консолидации землетрясения) и период Δt проявления краткосрочных предвестников землетрясения (среднюю длительность α – стадии землетрясения, т.е. промежуток времени от момента появления первых краткосрочных предвестников землетрясения до главного толчка). Соотношение (3) является формулой Шебалина-Садовского [9, 10] для радиуса очага землетрясения (сейсмического очага) в сферическом приближении. Выражение (5) является формулой (1-ым законом) Гутенберга-Рихтера [6, 10, 11] для сейсмической энергии кóрового (обыкновенного) землетрясения (с глубиной гипоцентра менее 70 км), уносимой из сейсмического очага упругими волнами, т.е. для энергии сейсмических волн рассматриваемого землетрясения (энергии волн землетрясения). Предпоследнее соотношение (6) определяет объем включения (сейсмического очага) в его максимальной фазе развития и является простым следствием формулы (3): $V_c = (4/3)\pi r_c^3$ (сферическое приближение). Это соотношение согласовано с формулой Цубои [10, 12–14]: $E_c = \varepsilon V_c$, где $\varepsilon = \varepsilon_k = 10^3$ эрг/см³ = 10^{11} Дж/км³ является средней (критической) объемной плотностью сейсмической энергии в очаге землетрясения.

Очевидно, что любой определённый интеграл от магнитудной величины не зависит от магнитуды, что формально удовлетворяет определению магнитудного инварианта, введённому в работе [1]. Поэтому мы имеем дело с целым ансамблем интегральных магнитудных инвариантов в сейсмологии, которые являются, таким образом, третьим типом магнитудных инвариантов (МИ) наряду с двумя первыми, рассмотренными в [1]. Обозначая такой интегральный магнитудный инвариант (ИМИ) буквой Ψ , имеем

$$\Psi = \int_M^{M_2} \psi(M) dM, \quad (9)$$

где $\psi(M)$ – магнитудные величины (1)–(6), опуская пока величину (7) из-за её особого статуса, который будет обсужден ниже.

Положим

$$\psi(M) = 10^{\alpha M - \beta}, \quad (10)$$

где α – это a , a_0 , a_i ($i = \overline{1,4}$), а β – соответственно b , b_0 , b_i ($i = \overline{1,4}$) из (8) для соответствующих магнитудных величин (1)–(6). Подставляя (10) в (9) и затем, вычисляя интеграл в пределах от M_1 до M_2 , получаем:

$$\Psi = 10^{\alpha M_1 - \beta} [10^{\alpha(M_2 - M_1)} - 1] / (\alpha \ln 10). \quad (11)$$

Известно [11], что современная аппаратура позволяет регистрировать землетрясения с магнитудой до -3 с точностью $\pm 0,1$. Самое сильное землетрясение, наблюдавшееся до XXI столетия, – это Ассамское (1952 г.), его магнитуда $8,7$ [11]. В начале XXI в. наблюдались два – ещё более мощных (сильнейших) землетрясения с одной и той же магнитудой $M = 9,0$ [2]. Первое (Суматра-Андаманское) землетрясение произошло в Юго-Восточной Азии 26 декабря 2004 г. в 0ч 58мин 53с по гринвичскому времени с эпицентром, который находился в Индийском океане, к северу от острова Симёлуэ возле северо-западного побережья Суматры (Индонезия). Второе землетрясение (в районе Тохоку) произошло 11 марта 2011 г. у восточного побережья острова Хонсю (Япония) в 5ч 46 мин по гринвичскому времени [2]. И хотя интенсивность землетрясений в России и в большинстве других стран оценивается по 12 – балльной шкале с $M_{max} = 12$ (теоретически) [11], мы возьмём в расчётах в качестве максимальной магнитуды практически наблюдавшуюся магнитуду $M_{max} = 9$, так как магнитуду $M_{max} = 12$ ещё никто (в смысле регистрации аппаратными средствами) не наблюдал. В качестве минимальной магнитуды естественно взять $M_{min} = -3$ [11] (1-й вариант расчётов), а также $M_{min} = 1$ (2-й вариант расчётов) в смысле использования данных (наиболее представительная выборка) о глобальной сейсмичности за 1973–2010 гг., содержащиеся в каталоге USGS [2]. Таким образом, имеем два расчётных варианта «пробега» магнитуд:

$$\text{от } M_{min} = -3 \text{ до } M_{max} = 9 \text{ (1-й вариант),} \quad (12a)$$

$$\text{от } M_{min} = 1 \text{ до } M_{max} = 9 \text{ (2-й вариант),} \quad (12b)$$

которые можно ещё «ветвить» в смысле целочисленного «пробега» с $\Delta M = 1$ (подвариант А) и в смысле «пробега» с вышеуказанной точностью [11] $\Delta M = 0,1$ (подвариант В), т.е.:

$$\text{от } M_{min} \text{ до } M_{max} \text{ с } \Delta M = 1 \text{ (подвариант А),} \quad (13a)$$

$$\text{от } M_{min} \text{ до } M_{max} \text{ с } \Delta M = 0,1 \text{ (подвариант В),} \quad (13b)$$

при этом 2-й вариант «вкладывается» в 1-й (т.е. является подмножеством 1-го варианта), а подвариант А «вкладывается» в подвариант В (т.е. является подмножеством более «полного» подварианта с $\Delta M = 0,1$). Следовательно, например, 1-й вариант вместе с подвариантом В даёт в итоге вариант 1В. И таких вариантов будет четыре: 1А, 2А, 1В, 2В.

Возьмем сначала

$$M_1 = M_{min}, M_2 = M_{max} \quad (14)$$

Подставляя (14) в (11), получаем ИМИ в виде:

$$\Psi = 10^{\alpha M_{min} - \beta} \left[10^{\alpha(M_{max} - M_{min})} - 1 \right] / (\alpha \ln 10). \quad (15)$$

Для 1-го варианта (см. (12а)) и 2-го варианта (см. (12в)) соответственно имеем из (15) два вида ИМИ:

$$\Psi_1 = 10^{-(3\alpha+\beta)}(10^{12a} - 1)/(a \ln 10), \quad (15a)$$

$$\Psi_2 = \alpha^{-\beta}(10^{8\alpha} - 1)/(a \ln 10), \quad (15b)$$

т.е. (с учётом (1)–(6)) получаются 6 ИМИ вида Ψ_1 и 6 – Ψ_2 (всего 12 ИМИ).

Теперь возьмём

$$M_2 = M_1 + \Delta M. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (11), получаем ИМИ в «пошаговом» (ΔM) смысле, т.е. интегрально-«пошаговый» магнитудный инвариант (ИПМИ) в виде:

$$\tilde{\Psi}(M_1; \Delta M) \equiv \Psi_{|M_2=M_1+\Delta M} = 10^{\alpha M_1 - \beta} (10^{\alpha \Delta M} - 1) / (\alpha \ln 10). \quad (17)$$

Для подварианта А (см. (13а)) и подварианта В (см. (13в)) соответственно имеем из (17) два вида ИПМИ:

$$\tilde{\Psi}_A(M_1) \equiv \Psi(M_1; 1) = 10^{\alpha M_1 - \beta} (10^\alpha - 1) / (\alpha \ln 10), \quad (17a)$$

$$\tilde{\Psi}_B(M_1) \equiv \Psi(M_1; 0, 1) = 10^{\alpha M_1 - \beta} (10^{\alpha/10} - 1) / (\alpha \ln 10). \quad (17b)$$

Меняя в соотношении (17) (или в соотношениях (17а) и (17в)) M_1 от M_{min} до $M_{max} - \Delta M$ (т.е. «вырезая» из ИМИ в (11) частичные («пошаговые») ИМИ в каждом из частичных интервалов $[M_1, M_1 + \Delta M]$ при «сдвиге» M_1 вправо) в соответствии с вариантами 1А, 2А, 1В и 2В имеем 4 вида ИПМИ:

1) 12 ИПМИ вида (17а) при $M_1 = -3, -2, \dots, 7, 8$ (в варианте 1А), т.е. $\tilde{\Psi}_A(-3), \tilde{\Psi}_A(-2), \dots, \tilde{\Psi}_A(7), \tilde{\Psi}_A(8)$ (а с учетом (1)–(6), 72 таких ИПМИ);

2) 8 ИПМИ вида (17а) при $M_1 = 1, 2, \dots, 7, 8$ (в варианте 2А), т.е. $\tilde{\Psi}_A(1), \tilde{\Psi}_A(2), \dots, \tilde{\Psi}_A(7), \tilde{\Psi}_A(8)$ (а с учетом (1)–(6), 48 таких ИПМИ);

3) 120 ИПМИ вида (17в) при $M_1 = -3, 0; -2, 9; \dots, 8, 8; 8, 9$ (в варианте 1В), т.е. $\tilde{\Psi}_B(-3, 0), \tilde{\Psi}_B(-2, 9), \dots, \tilde{\Psi}_B(8, 8), \tilde{\Psi}_B(8, 9)$ (а с учетом (1)–(6), 720 таких ИПМИ);

4) 80 ИПМИ вида (17в) при $M_1 = 1, 0; 1, 1; \dots, 8, 8; 8, 9$ (в варианте 2В), т.е. $\tilde{\Psi}_B(-1, 0), \tilde{\Psi}_B(1, 1), \dots, \tilde{\Psi}_B(8, 8), \tilde{\Psi}_B(8, 9)$ (а с учетом (1)–(6), 480 таких ИПМИ),

причём совокупность ИПМИ вида (17а) в варианте 2А является подмножеством совокупности ИПМИ вида (17а) в варианте 1А, а совокупность ИПМИ вида (17в) в варианте 2В является подмножеством совокупности ИПМИ вида (17в) в варианте 1В.

Не представляет труда увидеть общую формулу для 12 ИПМИ вида (17а) в варианте 1А (при $M_1 + M_{\min}, M_{\min} + 1, M_{\min} + 2, \dots, M_{\min} + 11$ и $M_{\min} = -3$):

$$\tilde{\Psi}_{A,n} \equiv \tilde{\Psi}_A (n = M_{\min} - 1) = \tilde{\Psi}_A (n - 4) = k_A \cdot 10^{(n-4)\alpha \dots} \quad (\text{для } n = \overline{1,12}), \quad (18)$$

где

$$k_A = 10^{-\beta}(10^\alpha - 1)/(aln10). \quad (18')$$

При этом 8 ИПМИ вида (17а) в варианте 2А (при $M_1 = 1, 2, 8, 9$) вычисляются по тем же формулам (18), (18'), но уже с $n = \overline{5,12}$. Аналогично, 120 ИПМИ вида (17в) в варианте 1В (при $M_1 = M_{\min}, M_{\min} + 1, M_{\min} + 0,2; \dots, M_{\min} + 11,9$ и $M_{\min} = 3,0$) описываются общей формулой:

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{B,n} &\equiv \tilde{\Psi}_B (n/10 = M_{\min} - 0,1) = \tilde{\Psi}_B (n/10 - 3,1) = k_B \cdot 10^{(n/10-3,1)\alpha} \\ &= k_B \cdot 10^{(n/10-3,1)\alpha} \quad (\text{для } n = \overline{1,120}), \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$k_B = 10^{-\beta}(10^{a/10} - 1)/(aln10), \quad (19')$$

причем 80 ИПМИ вида (17в) в варианте 2В (при $M_1 = 1,0; 1,1; \dots; 8,9$) вычисляются по тем же формулам (19), (19'), но уже с $n = \overline{41,120}$. Отметим, что величина $\tilde{\Psi}_{A,n}/k_A$ (в подварианте А) при $n = 1, 2, 3, \dots, 11, 12$ совпадает с величиной $\tilde{\Psi}_{B,n}/k_B$ (в подварианте В) при $n = 1, 11, 21, \dots, 101, 111$. Если обозначить n в подварианте А за n_A , а n в подварианте В – за n_B , то связь между ними в смысле совпадения величин $\tilde{\Psi}_{A,n}/k_A \equiv \tilde{\Psi}_{A,n_A}/k_A$ и $\tilde{\Psi}_{B,n}/k_B \equiv \tilde{\Psi}_{B,n_B}/k_B$ очевидна: $n_B = (n_A - 1)10 + 1$, т.е. имеем:

$$\tilde{\Psi}_{A,n}/k_A = \Psi_{B[(n_A-1)10+1]}/k_B \quad (\text{для } n_A = \overline{1,12}). \quad (20)$$

Именно в этом смысле можно говорить, что подвариант А «вкладывается» в подвариант В (т.е. является подмножеством более «полного» подварианта с $\Delta M + 0,1$).

Нетрудно вычислить на основании формул (15а), (15в), а также формул (18), (18') и (19), (19') с учетом соотношений (1)–(6) при $\alpha \equiv a, a_0, b_i (i = \overline{1,4})$ и $\beta \equiv b, b_0, b_i (i = \overline{1,4})$ из (8) численные значения соответственно 12 ИМИ: $T_1, \Delta t_1, \dots, (V_c)_1; T_2, \Delta t_2, \dots, (V_c)_2$, а также 72 ИПМИ:

$\tilde{T}_{A,n}; \tilde{\Delta t}_{A,n}; \dots, (\tilde{V}_c)_{A,n}$ (для $n = \overline{1,12}$) в варианте 1А вместе с 48 аналогичными ИПМИ в варианте 2А (при $n = \overline{5,12}$) в качестве подмножества ва-

рианта 1А, и кроме того – 720 ИПМИ: $\tilde{T}_{B,n}; \tilde{\Delta T}_{B,n}; \dots, (\tilde{V}_c)_{B,n}$ (для $n = \overline{1,12}$) в наиболее полном варианте 1В вместе с 480 аналогичными ИПМИ в варианте 2В (при $n = \overline{41,120}$) в качестве подмножества варианта 1В. Возможна комбинация способов получения МИ, т.е. способов, рассмотренных в [1], и способа, рассматриваемого в данной работе. Например, для ИПМИ (17а) и (17в) с изменяющейся «левой границей» M_1 можно применить способы получения новых инвариантов, рассмотренные в [1], и получить множество новых ИМИ. Среди этих нескольких сотен численных значений магнитудных инвариантов 3-го и «смешанных» типов наверняка найдутся такие, для которых возможны нетривиальные физические (в смысле физики землетрясений) интерпретации. Этот вопрос (с довольно большим объёмом исследований) авторы намерены обсудить в следующей работе. Далее обсудим вопрос получения новых ИМИ с помощью ещё одной магнитудной величины (7), имеющей особую специфику.

Эта величина (т.е. закон повторяемости землетрясений) связана с энергией землетрясения E_c (в Дж) известным соотношением [3 – 5]: $\lg(NE_c^{2/3}) = \text{const} \equiv \alpha_0$, причем (7) и (5) с учетом (8) согласованы друг с другом в данном законе «двух третей» при общепланетарном значении вышеуказанной константы, равной: $\alpha_0 = 8,2$, которая для отдельных сейсмоактивных регионов может принимать несколько другое значение (например, для региона в окрестностях известной Гармской обсерватории (Таджикистан), $\alpha_0 = 12,3$ [15]). Закон повторяемости землетрясений имеет фундаментальное значение в сейсмологии. Утверждая подобие распределения энергии по землетрясениям разной силы, он наводит сейсмологов на более сильное заключение о подобии не только энергетических, но и других характеристик сильных и слабых землетрясений [3], т.е. на заключение о наблюдаемой симметрии подобия (масштабной инвариантности) сейсмических процессов: сейсмические процессы малой магнитуды ведут себя подобно сейсмическим процессам большой магнитуды [16, 17, 9].

Данную величину $N(M)$ по определению можно связать с другой магнитудной величиной $n(M)dM$ – частотой землетрясений, происшедших на определённой площади за фиксированный отрезок времени (обычно за год), и магнитуда которых лежит в интервале от M до $M + dM$ [7], т.е. $n(M)$ – это то же число землетрясений $N(M)$, но для M изменяющейся от M до $M + dM$. При этом общее число землетрясений с магнитудами выше M будет [7]:

$$N(M) \equiv N(X \geq M) = \int_M^{\infty} n(M)dM, \quad (21)$$

или же с учетом существования максимальной магнитуды M_{\max} :

$$N(M) \equiv N(X \geq M) = \int_M^{M_{\max}} n(M)dM, \quad (21')$$

где X – это случайная величина (магнитуда), принимающая значение, равное или большее конкретного значения магнитуды M .

Кроме того, из (21) в теоретическом смысле имеем общее число землетрясений (за год) со всеми возможными магнитудами:

$$N_{tot} \equiv N(-\infty) = N(X > -\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} n(M)dM, \quad (22)$$

или же с учетом существования минимальной (M_{\min}) и максимальной (M_{\max}) магнитуд:

$$N_{tot} \equiv N(M_{\min}) \equiv N(X \geq M_{\min}) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} n(M)dM. \quad (22')$$

Так как $N(M)$ мы трактуем (по (7) и (8)) в общепланетарном смысле, то N_{tot} имеет смысл общего (среднего) числа землетрясений, происшедших во всех сейсмоактивных регионах планеты в течение 1 года с магнитудами из всего «разрешённого» Природой спектра возможных амплитуд [M_{\min} , M_{\max}]. Из (22') и (7) сразу имеем:

$$N_{tot} \equiv N(M_{\min}) = 10^{a_5 M_{\min} - b_5}, \quad (23)$$

где a_5 и b_5 можно взять из (8).

Из (21) и (22) имеем в теоретическом смысле:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N_{tot}} N(X \geq M) &= \frac{1}{N_{tot}} \int_M^{\infty} n(M)dM = \frac{1}{N_{tot}} \left(\int_{-\infty}^{\infty} n(M)dM - \int_{-\infty}^M n(M)dM \right) = \\ &= \frac{1}{N_{tot}} \left(N_{tot} - \int_{-\infty}^M n(M)dM \right) = 1 - \frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^M n(M)dM, \end{aligned} \quad (24)$$

т.е.

$$\frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^{\infty} n(M)dM = 1 - \frac{N(\geq M)}{N_{tot}} = \frac{N(< M)}{N_{tot}} P(X < M) \equiv F_X(M) \equiv F(M), \quad (24a)$$

где $N(X < M)$ – среднее количество землетрясений с магнитудой, меньшей M , в том или ином сейсмоактивном регионе планеты за определённый промежуток времени (за 1 год), $P(X < M)$ – вероятность того, что случайная величина (магнитуда) принимает значение, меньшее конкретного значения магнитуды M . Эта вероятность имеет смысл относительного (отнормированного на N_{tot}) числа землетрясений, происшедших во всех (в среднем) сейсмоактивных регионах планеты в течение 1 года и имевших магнитуду, меньшую наперёд заданного значения M , т.е. она имеет

смысл обычной функции распределения $F(M)$, непрерывной слева. При этом из (24а) следует:

$$\begin{aligned} \frac{n(M)}{N_{tot}} &\equiv f_X(M) \equiv f(M) = \frac{1}{N_{tot}} \frac{d}{dM} \int_{-\infty}^M n(y) dy = \frac{d}{dM} \left[1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} \right] = \\ &= \frac{d}{dM} \left[1 - \frac{N(X < M)}{N_{tot}} \right] = \frac{dF(M)}{dM}, \end{aligned} \quad (25)$$

как и положено, для плотности вероятности (плотности распределения вероятностей) $f(M) = n(M)/N_{tot}$, имеющей смысл относительной частоты (частоты) землетрясений, происшедших во всех (в среднем) сейсмоактивных регионах планеты в течение года и имевших магнитуду от M до $M + dM$. Также из (25) имеем:

$$n(M) = -\frac{d}{dM} [N(X \geq M)] = \frac{d}{dM} [N(X < M)]. \quad (25')$$

Кроме того, из (25) можно получить:

$$f(M) = \int_{-\infty}^M f(y) dy = \frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^M n(y) dy = 1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} \equiv 1 - P(X \geq M). \quad (25'')$$

При этом имеем в теоретическом смысле обычное условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(M) dM = \frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^{\infty} n(M) dM = 1. \quad (26)$$

С учётом всего «разрешённого» природой спектра возможных магнитуд $[M_{min}, M_{max}]$ условие нормировки (26) трансформируется (с огромной степенью точности, см. об этом ниже) в эквивалентное выражение:

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} f(M) dM = \frac{1}{N_{tot}} \int_{M_{min}}^{M_{max}} n(M) dM = 1, \quad (26')$$

т.е. везде в аналогичных интегральных выражениях пределы интегрирования $(-\infty)$ и $(+\infty)$ надо заменить соответственно на M_{min} и M_{max} .

Таким образом, из (25''), (7) и (23) получаем:

$$F(M) = 1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} \equiv 1 - \frac{N(M)}{N_{tot}} = 1 - \frac{1}{N_{tot}} 10^{a_5 M - b_5} = 1 - 10^{a_5(M - M_{min})},$$

т.е.

$$F(M) = \begin{cases} 0 & , \text{ если } M \leq M_{min}, \\ 1 - 10^{a_5(M - M_{min})} & , \text{ если } M > M_{min}, \end{cases} \quad (27)$$

что с учётом (25) даёт:

$$f(M) = \frac{dF(M)}{dM} = \frac{d}{dM} \left[1 - 10^{a_5(M - M_{\min})} \right] = -a_5 \ln 10 \cdot 10^{a_5(M - M_{\min})} = -\frac{a_5 \ln 10}{N_{\text{tot}}} \cdot 10^{a_5 M - b_5},$$

т.е.

$$f(M) = \begin{cases} 0, & \text{если } M \leq M_{\min}, \\ -a_5 \ln 10 \cdot 10^{a_5(M - M_{\min})}, & \text{если } M > M_{\min}. \end{cases} \quad (28)$$

Эти магнитудные функция распределения и плотность распределения вероятностей довольно необычные. С учётом $a_5 = -1$ (из (8)) первая начинает расти с M_{\min} (точнее, с точки с координатами $(M_{\min}, 0)$ выпуклостью вверх и выходит на единичную горизонтальную асимптоту, а вторая, претерпевая конечный разрыв (разрыв 1-го рода), начинает «падать» с M_{\min} (точнее, с точки с координатами $(M_{\min}, a_5 \ln 10)$, т.е. $(M_{\min}, \ln 10)$ выпуклостью вниз и выходит на нулевую горизонтальную асимптоту. Нетрудно подсчитать основные числовые характеристики этого магнитудного распределения: $\langle M \rangle \equiv \alpha_1$ – средняя (начальный момент 1-го порядка), $D(M) \equiv \mu_2$ – дисперсия (центральный момент 2-го порядка), d_M – мода, h_M – медиана, a_M – асимметрия, e_M – эксцесс, которые также являются своеобразными интегральными магнитудными инвариантами (ИМИ).

С учетом (28), интегрируя по частям, получаем:

$$\begin{aligned} \alpha_1 \equiv \langle M \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} M f(M) dM = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} f(M) dM = \\ &= \left(M_{\min} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right) - \left(M_{\max} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right) 10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})}. \end{aligned} \quad (29)$$

Аналогично, с учетом (28), дважды интегрируя по частям, находим начальный момент 2-го порядка:

$$\begin{aligned} \alpha_2 \equiv \langle M^2 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} M^2 f(M) dM = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} M^2 f(M) dM = \\ &= \left[\left(M_{\min} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^2 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2} \right] \times \\ &\times \left[\left(M_{\max} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^2 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2} \right] 10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})}. \end{aligned} \quad (30)$$

Так как $a_5 = -1$, $M_{\min} = -3$ (в 1-ом варианте), $M_{\max} = 9$, то $10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})} = 10^{-12} = 0$ (с огромной степенью точности), так что можно писать с физической точки зрения именно $(=0)$, а не (≈ 0) } 31

С учётом (31) соотношения (29) и (30) трансформируются (с огромной степенью точности) в следующие равенства:

$$\alpha_1 \equiv \langle M \rangle - M_{\min} - \frac{1}{a_5 \ln 10}, \quad (32)$$

$$\alpha_2 \equiv \langle M^2 \rangle - \left(M_{\min} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^2 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2}. \quad (33)$$

Привлекая хорошо известное (и легко получаемое) выражение для дисперсии:

$$D(M) = \langle (M - \langle M \rangle)^2 \rangle = \langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2 = \alpha_2 - \alpha_1^2, \quad (34)$$

получаем окончательно с учётом (33) и (32):

$$D(M) \equiv \mu_2 = 1/(a_5 \ln 10)^2. \quad (35)$$

Отметим, что даже во 2-ом варианте с $M_{\min} = 1$ при $a_5 = -1$ и $M_{\max} = 9$ имеем $10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})} = 10^{-8} = 0$ (с почти такой же большой степенью точности, что и в 1-ом варианте), так что результаты (32), (33) и (35) сохраняются и во 2-ом варианте выбора «пробега» магнитуд.

Решая задачу на экстремум (максимум) для плотности вероятности (28):

$$\frac{df(M)}{dM} \Big|_{M=d_M} = 0,$$

убеждаемся, что на всём «разрешённом» интервале магнитуд кроме левой границы моды не существует, а на крайней левой границе имеем граничную моду:

$$d_m = M_{\min}. \quad (36)$$

Решая уравнение $F(M = h_M) = 1/2$, т.е. $h_M = F^{-1}(1/2)$, имеем с учётом (27): $1 - 10^{a_5(h_M - M_{\min})} = 1/2$. Таким образом, находим медиану в виде:

$$h_M = M_{\min} - \lg 2/a_5. \quad (37)$$

Фактически (37) это результат решения уравнения $F(M = t_p) = p$ (или $t_p = F^{-1}(p)$) на квантиль порядка p : $t_p = M_{\min} + \lg(1 - p)/a_5$ при медианном значении порядка квантили $p = 0,5 = 50\%$.

Для вычисления асимметрии и эксцесса нужно предварительно вычислить начальные моменты 3-го (a_3) и 4-го (a_4) порядков.

Привлекая (28) и трижды интегрируя по частям (при этом для облегчения расчётов можно использовать рекуррентные закономерности, легко видимые уже при расчёте a_2), получаем:

$$\begin{aligned}
\alpha_3 &\equiv \langle M^3 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} M^3 f(M) dM = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} M^3 f(M) dM = \\
&= \left[\left(M_{\min} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^3 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2} \left(3M_{\min} - \frac{5}{a_5 \ln 10} \right) \right] - \\
&- \left[\left(M_{\max} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^3 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2} \left(3M_{\min} - \frac{5}{a_5 \ln 10} \right) \right] 10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})}.
\end{aligned} \tag{38}$$

Также с учётом (28) и четырежды интегрируя по частям (с использованием естественных рекуррентных закономерностей), имеем:

$$\begin{aligned}
\alpha_4 &\equiv \langle M^4 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} M^4 f(M) dM = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} M^4 f(M) dM = \\
&= \left[\left(M_{\min} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^4 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2} \left(6M_{\min}^2 - \frac{20M_{\min}}{a_5 \ln 10} + \frac{23}{(a_5 \ln 10)^2} \right) \right] - \\
&- \left[\left(M_{\max} - \frac{1}{a_5 \ln 10} \right)^4 + \frac{1}{(a_5 \ln 10)^2} \left(6M_{\min}^2 - \frac{20}{a_5 \ln 10} + \frac{23}{(a_5 \ln 10)^2} \right) \right] 10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})}.
\end{aligned} \tag{39}$$

Далее используем хорошо известные (и легко получаемые) выражения для центральных моментов 3-го (μ_3) и 4-го (μ_4) порядков:

$$\mu_3 = \langle (M - \langle M \rangle)^3 \rangle = \langle M - \alpha_1^3 \rangle = \alpha_3 - 3\alpha_2\alpha_1 + \alpha_1^3, \tag{40}$$

$$\mu_4 = \langle (M - \langle M \rangle)^4 \rangle = \langle M - \alpha_1^4 \rangle = \alpha_4 - 4\alpha_3\alpha_1 + 6\alpha_2\alpha_1^2 - 3\alpha_1^4. \tag{41}$$

Подставляя (32), (33) и только первые слагаемые в квадратных скобках (38) и (39) (без вторых слагаемых в квадратных скобках вместе с показательным множителем $10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})}$ в связи с замечанием (31)) получаем в итоге:

$$\mu_3 = -2/(a_5 \ln 10)^3, \tag{42}$$

$$\mu_4 = 9/(a_5 \ln 10)^4. \tag{43}$$

Также заключаем из (35), что

$$\sigma_M \equiv \sqrt{D(M)} \equiv \sqrt{\sigma_M^2} = 1 / \sqrt{(a_5 \ln 10)^2} = 1 / |a_5 \ln 10|. \tag{44}$$

Тогда имеем по определению:

$$a_M = \mu_3 / \sigma_M^3 \tag{45}$$

$$e_M = \mu_4 / \sigma_M^4 - 3. \tag{46}$$

Подставляя (42)–(44) в (45), (46), получаем окончательно:

$$a_M = -2|a_5 \ln 10|^3 / (a_5 \ln 10)^3, \tag{47}$$

$$e_M = 6. \quad (48)$$

Финально подставляя $a_5 = -1$ и $M_{min} = -3$ (в 1-ом варианте) и $M_{min} = 1$ (во 2-ом варианте) в (32), (35), (36), (37), (47) и ещё в (23) при $b_s^{min} = -5$, окончательно получаем общее число землетрясений всех магнитуд за год в общепланетарном смысле (т.е. на всех сейсмоактивных участках (или во всех сейсмоактивных регионах) планеты со средней площадью для каждого: 1000 км² [5, 18]) и числовые характеристики нашего магнитудного распределения (при уже готовой характеристике (48)):

$$N_{tot} \equiv N(M_{min}) = \begin{cases} 10^8 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 10^4 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (49)$$

$$\langle M \rangle = \alpha_1 \approx \begin{cases} -2,6 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 1,4 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (50)$$

$$D(M) = \mu_2 \approx 0,2, \quad (51)$$

$$d_M = \begin{cases} -3 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 1 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (52)$$

$$h_M = \begin{cases} -2,7 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 1,3 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (53)$$

$$a_M = 2. \quad (54)$$

Из (54) и (48) заключаем, что рассмотренное магнитудное распределение является несимметричным (оно имеет положительную ($a_M > 0$), т.е. правостороннюю асимметрию) и островершинным ($e_M > 0$) для плотности вероятности $f(M)$ по сравнению с плотностью нормального распределения вероятностей. Из (51) делаем вывод, что вариация амплитуд примерно в 2 раза больше степени точности измерения магнитуд, что является стандартной ситуацией в теории ошибок. Из (49), (50), (52) и (53) (т.е. по N_{tot} и значениям аналитической и структурных средних по магнитудам) хорошо видно, что основное число землетрясений «сосредоточено» в маломagnitudeм секторе распределения (почти у левой границы «разрешённого» спектра возможных магнитуд), т.е. фактически в секторе сейсмического «шума» (для 1-го варианта). Для выяснения этого вопроса можно использовать в силу (24) и «перевёрнутое» магнитудное распределение.

$$N(M) = N(X \geq M) = N_{tot} [1 - F(M)]. \quad (55)$$

Но лучше при обсуждении этого вопроса использовать соответствующие вероятности, с учетом того, что условие нормировки (26) выполняется в (26') с точностью до 10^{-12} (огромная степень точности, см. замеча-

ние (31)) в 1-ом варианте и с точностью 10^{-8} (большая степень точности, см. замечание после формулы (35)) во 2-ом варианте, т.к.

$$P(M_{\min} \leq M < M_{\max}) = F(M_{\max}) - F(M_{\min}) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} f(M) dM =$$

$$= 1 - 10^{a_5(M_{\max} - M_{\min})} N_{tot} = \left\{ \begin{array}{l} 1 - 10^{-12} \quad (\text{в 1-ом варианте}), \\ 1 - 10^{-8} \quad (\text{во 2-ом варианте}), \end{array} \right\} = 1. \quad (56)$$

И тогда

$$P(M_1 \leq M < M_2) = F(M_2) - F(M_1) = \int_{M_1}^{M_2} f(M) dM =$$

$$= 1 - 10^{a_5(M_1 - M_{\min})} \left[1 - 10^{a_5(M_2 - M_1)} \right], \quad (57)$$

что даёт при $M_2 = M_1 + 1$:

$$P(M_1 \leq M < M_1 + 1) = (1 - 10^{a_5}) 10^{a_5(M_1 - M_{\min})}, \quad (58)$$

а, следовательно, приводит при $M_1 = M_{\min}$ к соотношению:

$$P(M_{\min} \leq M < M_{\min} + 1) = 1 - 10^{a_5}, \quad (59)$$

а при $M_1 = M_{\min} + 1$ – к выражению:

$$P(M_{\min} + 1 \leq M < M_{\min} + 2) = 10^{a_5}(1 - 10^{a_5}). \quad (60)$$

Продолжая эту «сдвигку» магнитуды до $M_1 = M_{\min} + k$, где $k = 0, 1, 2, \dots, 11$ (в 1-ом варианте) и $k = 0, 1, 2, \dots, 7$ (во 2-ом варианте), имеем:

$$P(M_{\min} + k \leq M < M_{\max} + (k + 1)) = 10^{a_5} (1 - 10^{a_5})$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } k = \overline{0, 12} \text{ (в 1-ом варианте) и } k = \overline{0, 7} \text{ (во 2-ом варианте),} \end{array} \right\} \quad (61)$$

что при $a_5 = -1$ даёт

$$P(M_{\min} + k \leq M < M_{\min} + (k + 1)) = 9 \cdot 10^{-(k+1)}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } k = \overline{0, 12} \text{ (в 1-ом варианте) и } k = \overline{0, 7} \text{ (во 2-ом варианте).} \end{array} \right\} \quad (61')$$

Так что при $a_5 = -1$ из (59) или (61') при $k = 0$ имеем 90% случившихся землетрясений в общепланетарном смысле за 1 год для магнитуд от M_{\min} до $M_{\min} + 1$, т.е. $0,9N_{tot} = 90$ миллионов землетрясений (фактически микроземлетрясений) при $-3 \leq M < -2$ в 1-ом варианте и $0,9N_{tot} = 9$ тысяч землетрясений при $1 \leq M < 2$ во 2-ом варианте. Аналогично из (60) или (61') при $k = 1$ имеем следующие 9% случившихся землетрясений для магнитуд от $M_{\min} + 1$ до $M_{\min} + 2$, т.е. $0,09N_{tot} = 9$ миллионов микроземлетрясений при $-2 \leq M < -1$ в 1-ом варианте и $0,09N_{tot} = 900$ землетрясений при $2 \leq M < 3$ во 2-ом варианте и т.д. Например, при $k = 7$ имеем следующие $9 \cdot 10^{-6}$ % случившихся землетрясений для магнитуд от $M_{\min} + 7$ до $M_{\min} + 8$, т.е. $9 \cdot 10^{-8}N_{tot} = 9$ землетрясений при $4 \leq M < 5$ в 1-ом варианте и

$9 \cdot 10^{-8} N_{tot} = 9 \cdot 10^{-4}$ землетрясений (т.е. примерно 1 землетрясение за 1000 лет) при $8 \leq M < 9$ во 2-ом варианте.

Используя вышерассмотренную плотность магнитудного распределения вероятностей $f(M)$, нетрудно вычислить средние по этому распределению суммарные по всем магнитудам величины (1)–(6), являющиеся интегральными магнитудными инвариантами (ИМИ) по распределению. Для этих ИМИ будут использованы значок усреднения $\langle \dots \rangle$ и значок суммирования (интегрирования) \sum по всем магнитудам, записанный в ковариантной позиции при символе.

С учетом обобщенной величины (10), имеем обобщенный ИМИ по распределению:

$$\begin{aligned} \Psi_{\Sigma} &\equiv \langle \psi(M) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(M) f(M) dM = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi(M) f(M) dM = \\ &= -\frac{a_5}{\alpha + a_5} \cdot 10^{aM_{\max} - \beta} \left[10^{(\alpha + a_5)(M_{\max} - M_{\min})} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (62)$$

Подставляя в (62) $a_5 = -1$ (из (8)), получаем:

$$\langle \Psi \rangle_{\Sigma} = 10^{aM_{\min} - \beta} \left[10^{(a-1)(M_{\max} - M_{\min})} - 1 \right] / (\alpha - 1). \quad (62')$$

Теперь учитывая в (62') $M_{\max} = 9$, $M_{\min} = -3$ (в 1-ом варианте) и $M_{\min} = 1$ (во 2-ом варианте), имеем соответственно

$$\langle \Psi \rangle_{\Sigma} = \begin{cases} 10^{-(3\alpha + \beta)} \left[10^{12(a-1)} - 1 \right] / (\alpha - 1) & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 10^{a-\beta} \left[10^{8(a-1)} - 1 \right] / (\alpha - 1) & \text{(во 2-ом варианте).} \end{cases} \quad (63)$$

Подставляя в (63) вместо символа Ψ символы магнитудных величин (1)–(6), а вместо α и β соответствующие значения a , a_0 , a_i ($i=1,4$) и b , b_0 , b_i ($i=1,4$) из (8), получаем последовательно для 1-го варианта выбора M_{\min} :

$$\left. \begin{aligned} \langle T \rangle_{\Sigma} &\approx 4,4 \text{ ч}, \langle \Delta t \rangle_{\Sigma} \approx 37,3 \text{ мин}, \langle r_c \rangle_{\Sigma} \approx 0,33 \text{ м}, \\ \langle \Delta W \rangle_{\Sigma} &\approx 9,6 \cdot 10^8 \text{ Дж}, \langle E_c \rangle_{\Sigma} \approx 4,0 \cdot 10^6 \text{ Дж}, \langle V_c \rangle_{\Sigma} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ м}^3 \end{aligned} \right\}. \quad (64a)$$

Для 2-го варианта выбора M_{\min} аналогично имеем:

$$\left. \begin{aligned} \langle T \rangle_{\Sigma} &\approx 18,3 \text{ сут}, \langle \Delta t \rangle_{\Sigma} \approx 6,8 \text{ ч}, \langle r_c \rangle_{\Sigma} \approx 33,2 \text{ м}, \\ \langle \Delta W \rangle_{\Sigma} &\approx 9,6 \cdot 10^{12} \text{ Дж}, \langle E_c \rangle_{\Sigma} \approx 4,0 \cdot 10^{10} \text{ Дж}, \langle V_c \rangle_{\Sigma} \approx 0,4 \text{ км}^3 \end{aligned} \right\}. \quad (64b)$$

Для результатов (64a) и (64b) в принципе можно найти соответствующие сейсмологические интерпретации, которые возможно будут обсуждены в следующей работе, но нам важнее сейчас выявить соответствия между полученными ИМИ по распределению и МИ из [1] (или

более подробно из [18]). И эти соответствия для части полученных ИМИ и МИ имеются.

Так, например, как для 1-го, так и для 2-го вариантов выбора минимальной возможной амплитуды выполняется:

$$\langle r_c \rangle_\Sigma / \langle T \rangle_\Sigma = \tilde{\Phi}_2 = v_c \approx 0,66 \text{ км/год}, \quad (65)$$

где $\tilde{\Phi}_2 = v_c$ – 2-ой магнитудный инвариант из [1], который интерпретировался в этой работе с точностью до постоянного очевидного силового множителя как скорость передачи энергии (т.е. мощность излучения или поток излучения энергии) извне в сейсмоактивную среду (систему). И эта скорость (как выясняется в данной работе) не зависит от варианта выбора минимальной возможной магнитуды, т.е. и здесь выполняется принцип подобия (масштабной инвариантности) сейсмических процессов [16, 17, 9].

Аналогично, в 2-х вариантах выбора M_{min} имеем один и тот же МИ из [1, 18], составленный из двух полученных ИМИ:

$$\langle E_c \rangle_\Sigma / \langle \Delta W \rangle_\Sigma = \tilde{\Phi}_{13} = E_{cM} / \Delta W_M \equiv \eta \approx 4 \cdot 10^{-3} = 0,4\%, \quad (66)$$

который является сейсмическим КПД для наших общепланетарных регрессий.

Также в обоих вариантах выбора M_{min} для полученных ИМИ выполняется закон Цубои [10, 12 – 14]:

$$\langle E_c \rangle_\Sigma = \varepsilon \langle V_c \rangle_\Sigma, \quad (67)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_k 10^{11}$ Дж/км³ – средняя (критическая) объемная плотность сейсмической энергии в очаге землетрясения (или в облаке сейсмических микровозмущений объема V_c в 1-ом варианте выбора минимальной возможной магнитуды).

Аналогично, в обоих вариантах выбора M_{min} наблюдается приближенное соответствие с характерным инвариантным временем T_0 из [1], т.е.

$$\begin{aligned} \langle T_0 \rangle_\Sigma &= \left[\langle \Delta t \rangle_\Sigma^a / \langle T \rangle_\Sigma^{a_0} \right]^{1/(a-a_0)} \text{ лет} \approx 4,5 \text{ мин} \approx \\ &\approx \tilde{\Phi}_1^{1/(a-a_0)} \text{ лет} = \left(\Delta t_M^a \cdot T_M^{-a_0} \right)^{1/(a-a_0)} \text{ лет} = T_0 \approx 5,1 \text{ мин}, \end{aligned} \quad (68)$$

при $a = 0,5$ и $a_0 = 0,26$ из (8), что также свидетельствует в пользу принципа подобия (масштабной инвариантности) сейсмических процессов.

И только для МИ $\tilde{\Phi}_{12}^2 = V_{cM} / r_{cM}^3 = 4\pi/3$ из [1, 19] существенно не выполняется ни в каком варианте выбора M_{min} «сферическое» соответствие для соответствующих ИМИ по распределению, т.е. $\langle V_c \rangle_\Sigma \neq (4/3)\pi \langle r_c \rangle_\Sigma^3$. При этом левая и правая части данного соотношения различаются на поряд-

ки. Это может означать, что понятие очага землетрясения, по-видимому, справедливо только для $M > 5$, для которых и были получены общепланетарные регрессии для r_c (см. по этому вопросу [14], а также [10]). Так как соответствие (65), где фигурирует величина $\langle r_c \rangle_\Sigma$, а также закон Цубои (67), где фигурирует величина $\langle V_c \rangle_\Sigma$, выполняются и для $M < 5$, то это означает, вероятнее всего, что в качестве r_c в «маломagnitudeм» секторе magnitudeного распределения землетрясений следует брать не величину радиуса очага землетрясения, а некоторый характерный линейный размер «облака» («роя») микроземлетрясений – микровозмущений сейсмической среды (или «облака» сейсмического «шума» для $M < 1$). Возможно, что очаг формируется у такого будущего землетрясения, которое произойдет лишь при magnitude $M > 5$, если не $M > 6$. Возможно также, что соотношение сферического приближения из-за специфики рассмотренного magnitudeного распределения землетрясений сильно «сдвинуто» в «маломagnitudeный» сектор этого распределения и обе части вышеприведённого неравенства имеют в этом случае разный смысл: левая (большая) часть относится к суммарному объёму «возмущений» (объёму «роя» микроземлетрясений), а правая (меньшая) часть относится к частичной области «возмущений», средний линейный размер которой и фигурирует в виде $\langle r_c \rangle_\Sigma$, и из которых состоит суммарная область «возмущений», не разделяющаяся современными аппаратурными средствами на отдельные частичные области. Поэтому для восстановления равенства в данном сферическом приближении надо придать обеим частям указанного неравенства одинаковый смысл, т.е. разделить левую его часть на некоторое среднее число $\langle N \rangle_\Sigma$ средних частичных областей «возмущений» (имеющих некоторый оценочный постоянный объём в среднем), которое ещё и зависит от варианта выбора M_{min} . Но эти вопросы требуют дальнейшего исследования.

Авторы надеются, что не только МИ из [1], но и вышеописанные ИМИ сыграют в будущем позитивную роль в физике землетрясений, а также в проблеме возможного прогноза коровых землетрясений.

Литература

1. Долгих Г.И., Мишаков А.В. Magnitudeные инварианты в сейсмологии // ДАН. 2014. Т.459. №1. С. 96–99. (Английский перевод: Dolgikh G.I., Mishakov A.V. Magnitude Invariants in Seismology // Doklady Earth Sciences. 2014. Vol.459. Part 1. P. 1387–1390.)
2. Гульельми А.В. Форшоки и афтершоки сильных землетрясений в свете теории катастроф // УФН. 2015. Т.185. №4. С. 415–429.

3. *Садовский М.А.* Избранные труды: Геофизика и физика взрыва. М.: Наука, 2004. 440с.
4. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука, 1987. 100с.
5. *Федотов С.А., Чернышев С.Д.* Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской дуги: достоверность в 1986-2000 гг., развитие метода и прогноз на 2001-2005 гг. // Вулканология и сейсмология. 2002. №6. С. 1–24.
6. *Gutenberg B., Richter C.F.* Earthquake magnitude, intensity energy and acceleration // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1956. V.46. № 2. P. 105–145.
7. Методы прогноза землетрясений. Их применение в Японии / Под ред. Т. Асада. М.: Недра, 1984. 312 с.
8. Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. М.: ИФЗ АН СССР, 1991. 217 с.
9. *Долгих Г.И., Мишаков А.В.* Расчет оценок скоростей смещения деформаций среды в эпицентрах и гипоцентрах коровых землетрясений в задаче их возможного прогноза по вариациям напряженно-деформационного поля Земли на ее поверхности. В кн.: Материалы докладов VI Всероссийского симпозиума «ФИЗИКА ГЕОСФЕР». Владивосток: Дальнаука, 2009. С. 162–167.
10. *Долгих Г.И., Мишаков А.В.* О согласовании регрессий для энергетической и геометрических характеристик очага корового землетрясения. В кн.: Материалы докладов V Всероссийского симпозиума «ФИЗИКА ГЕОСФЕР». Владивосток: Дальнаука, 2007. С. 158–164.
11. *Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е.* Общая и экологическая геофизика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 571 с.
12. *Tsiboi C.* Earthquake energy volume aftershock area and strength of the Earth's crust // J. Phys. Earth. 1956. V.4. №2. P. 63–67.
13. *Касахара К.* Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 264 с. (Перевод с англ. изд. 1981 г.: Kasahara K. Earthquake mechanics. Cambridge University Press, 1981. 248 p.)
14. *Садовский М.А., Писаренко В.Ф., Штейнберг В.В.* О зависимости энергии землетрясения от объема сейсмического очага // ДАН СССР. 1983. Т.271. №3. С.598–602.
15. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* О свойстве дискретности горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. №12. С. 3-18.
16. *Садовский М.А.* О подобии сейсмических процессов // ДАН СССР. 1987. Т. 296. №6. С. 1343-1347.
17. *Садовский М.А.* Сейсмика взрывов и сейсмология // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1987. №11. С. 34-42.
18. *Долгих Г.И., Мишаков А.В.* Магнитудные инварианты в сейсмологии. В кн.: Материалы докладов VIII Всероссийского симпозиума «ФИЗИКА ГЕОСФЕР». Владивосток: Дальнаука. 2013. С. 299–309. (Более подробный вариант статьи [1].)
19. *Долгих Г.И., Мишаков А.В.* Магнитудные инварианты в сейсмологии. В кн.: Материалы докладов VIII Всероссийского симпозиума «ФИЗИКА ГЕОСФЕР». Владивосток: Дальнаука, 2013. С. 299–309. (Более подробный вариант статьи [1].)

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ТЕЧЕНИЙ И ПЕРЕНОСА РАДИОНУКЛИДОВ В СЕВЕРО- ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА ПОСЛЕ АВАРИИ НА АЭС «ФУКУСИМА» В ЯПОНИИ

В.Ф. Мишуков, В.А. Горячев

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
vmishukov@poi.dvo.ru*

В качестве базовой модели была использована Princeton Oceanic Model, которая находится в открытом доступе в Интернете [1]. Это трехмерная нестационарная, нелинейная численная модель. Она учитывает плотностные течения $u_{den}(x,y,t)$ и ветровые течения $u_w(x,y,t)$. Кроме этого в расчете были учтены приливо-отливные течения $u_{tide}(x,y,t)$ и турбулентные течения $u_d(x,y,t)$. Общая формула расчета горизонтальных составляющих течений выражена формулой (1):

$$\mathbf{u}_{total} = \{ \mathbf{u}_{den}(x,y,t) + \mathbf{u}_w(x,y,t) + \mathbf{u}_{tide}(x,y,t) + \mathbf{u}_d(x,y,t) \} \quad (1)$$

Расчет полей течений для северо-западной части Тихого океана включая Японское и Охотское моря был проведен на сетке 15×20 км². Шаг по времени составлял 10 мин. На рис. 1 приведена карта расчетной области с распределением глубин и расположения метеостанций, на которых были определены основные метеопараметры, такие как, скорость и направление ветра, атмосферное давление, влажность и температура воздуха.

Каждые 6 часов в расчет вводились новые экспериментальные значения метеопараметров, которые для Японского и Охотского морей интерполировались в узлы расчетной сетки, а на акватории северо-западной части Тихого океана экстраполировались в узлы расчетной сетки. Начальные значения распределения температуры и солености были взяты из электронных атласов [2,3,4]

Представленная модель решается численно. Результаты расчета полей течений в узлах сетки осредняются за 6 часов и заносятся в массив

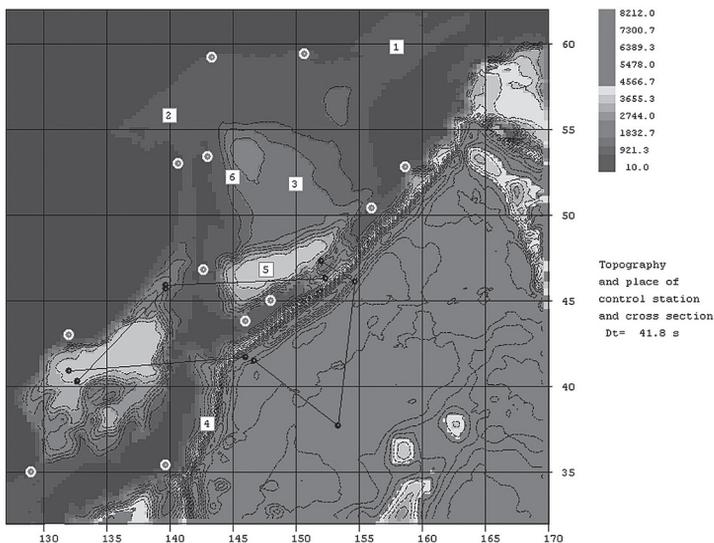


Рис. 1. Карта области расчетов полей течений и распределения примесей (белые кружки – метеостанции, квадратики с цифрами – выбранные точки для построения изменения расчетных параметров во времени, черные линии – разрезы, выполненные во время рейса в июне 2012 года)

поля течений, который затем используется для расчета распространения маркеров на акватории.

Расчет перемещения маркеров в декартовой системе координат проводится по формуле (2). В качестве маркеров рассматривались растворенные в морской воде радионуклиды, которые не влияют при данных концентрациях на физико-химические свойства морской воды и переносятся вместе с водной массой.

$$\frac{dx}{dt} = \{ \mathbf{u}_{den}(x, y, t) + \mathbf{u}_w(x, y, t) + \mathbf{u}_{tide}(x, y, t) + \mathbf{u}_d(x, y, t) \} \quad (2)$$

Экспериментальные данные о концентрациях радионуклидов в морской воде в различных районах были взяты из таблиц, приведенных в работе [5] для Японского моря и [6] для северо-западной части Тихого океана.

На рис. 2 приведено сравнение расчетов пространственного распределения радионуклидов в поверхностных водах с экспериментальными данными об измеренных концентрациях радионуклидов в поверхностных водах и дрейфа приповерхностных буев. Наблюдается относительно удовлетворительное совпадение расчетных параметров с экспериментальными результатами.

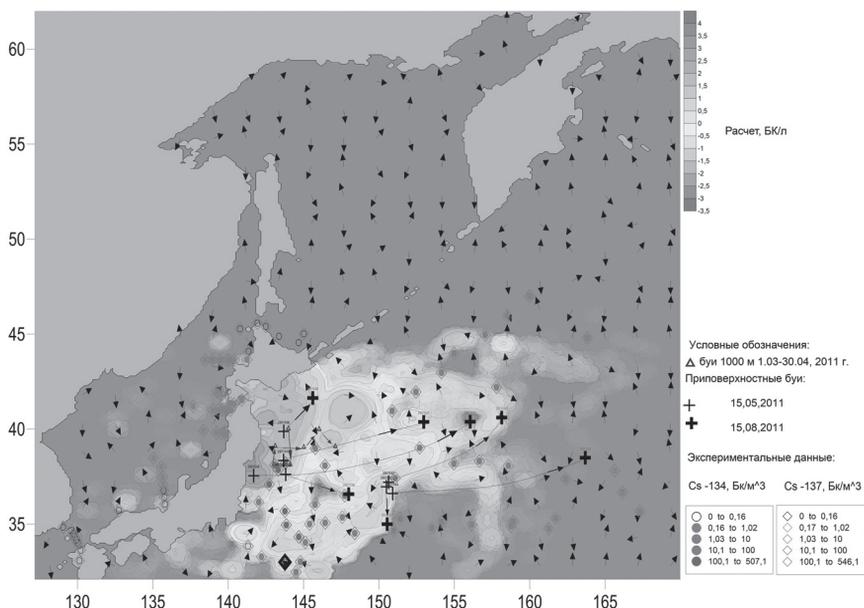


Рис. 2. Сравнение расчета приповерхностных полей течений (стрелки) и распределения радионуклидов (закрашенные области) при сравнении с экспериментальными данными для Cs-134 (кружки) и Cs-137 (ромбики) на 11 июня 2011 г.и приповерхностными буями (крестики) после аварии на АЭС Фукусима 1

Особый интерес представляет сравнение вертикального расчетного распределения радионуклидов с экспериментальными результатами, полученными в рейсе НИС «Профессор Гагаринский» в 2012 г. (рис. 1), которое приведено на рис. 3.

Экспериментально показано, что за период март 2011–июнь 2012 г. произошло погружение искусственных радионуклидов в подповерхностные морские воды, с образованием максимума содержания на глубине 200–300 метров. На отдельных станциях зафиксировано появление ¹³⁴Cs на глубинах до 1000 метров

Расчеты полей течений, выполненные с помощью Принсетонской океанической модели, показали, что в районе с центром 39° с.ш. и 145° в.д. располагается зона погружения поверхностных вод. Так как данный район находится непосредственно около аварийной станции, то по результатам расчета выпавшие из атмосферы радионуклиды, а также поступившие с аварийной станции высоко загрязненные воды, через относительно малый промежуток времени 30 суток поступили в слой до глубины 300 метров, через 60 суток обнаружены в слое 300–400 метров.

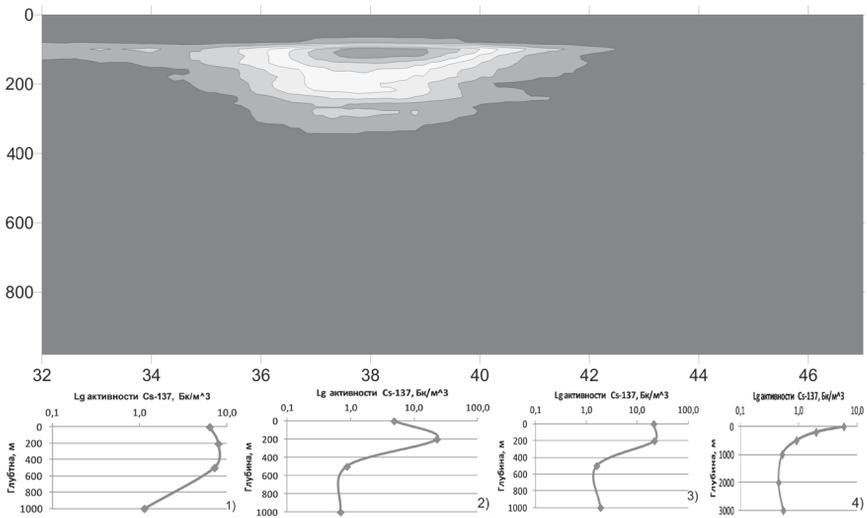


Рис. 3. Сравнение а) рассчитанного распределения логарифма активности ^{137}Cs по глубине на разрезе по 155° в.д. с б) экспериментальными результатами определения активности ^{137}Cs в логарифмических координатах в рейсе НИС «Профессор Гагаринский» в июне 2012 г.

На момент проведения экспериментальных работ в июне 2012 года проникновение загрязненных радиоизотопами морских вод происходит в северо-западном и юго-западном направлении от зоны погружения на глубинах 100–500 метров.

Данная работа выполнена в рамках проекта «Расчет полей течений, переноса и трансформации загрязняющих веществ и экологических угроз в Дальневосточном регионе России» по программе Президиума РАН № 1 «Фундаментальные проблемы математического моделирования»

Литература

1. Mellor G.L. A three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model / Program in Atmospheric and Oceanic Sciences Princeton University, Princeton, NJ 08544–0710. June 2004. – 56 p. <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs/pom/>
2. Locarnini, R.A., A.V. Mishonov, J.I. Antonov, T. P. Boyer, H. E. Garcia, O. K. Baranova, M. M. Zweng, and D. R. Johnson, 2010. World Ocean Atlas 2009, Volume 1: Temperature. S. Levitus, Ed., NOAA Atlas NESDIS 68, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 184 pp. at <http://www.nodc.noaa.gov/OC5/indprod.html>.
3. Antonov, J.I., D. Seidov, T.P. Boyer, R.A. Locarnini, A.V. Mishonov, H.E. Garcia, O.K. Baranova, M.M. Zweng, and D.R. Johnson, 2010. World Ocean Atlas 2009, Volume 2:

Salinity. S. Levitus, Ed. NOAA Atlas NESDIS 69, U.S. Gov. Printing Office, Washington, D.C., 184 pp.

4. *Luchin, V., A. Kruts, O. Sokolov, V. Rostov, N. Rudykh, T. Perunova, E. Zolotukhin, V. Pischalnik, L. Romeiko, V. Hramushin, V. Shustin, Y. Udens, O. Baranova, I. Smolyar, E. Yarosh.* 2009. Climatic Atlas of the North Pacific Seas 2009: Bering Sea, Sea of Okhotsk, and Sea of Japan. V. Akulichev, Yu. Volkov, V. Sapozhnikov, S. Levitus, Eds., NOAA Atlas NESDIS 67, U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 380 pp., CD Disc.

5. *Inoue M., Kofuji H., Nagao S.* ets. Lateral variation of Cs-134 and Cs-137 concentrations in surface seawater // *Journal of Environmental Radioactivity.* 2012. №109. P.45–51.

6. *Aoyama M., Uematsu M., Tsunuma D and Hamajima Y.* Surface pathway of radioactive plume of TEOCO Fukushima NPP released Cs-134 and Cs-137 // *Biogeosciences Discuss.*, 2013. №10. p.265–283.

О СПЕЦИФИКЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРИДОННОМ ПИКНОКЛИНЕ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ МОРЯ

***В.В. Навроцкий, В.Ю. Ляпидевский,
Е.П. Павлова, Ф.Ф. Храпченков***

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук*

В шельфовых зонах морей и океанов происходят физические, химические и биологические процессы эффективного взаимодействия между морем и сушей, что чрезвычайно важно для жизни в океане и для жизни на суше. Основой всех взаимодействий являются динамические процессы, осуществляющие перенос массы, импульса, тепла и энергии во всех направлениях, т.е. ведущие к вертикальному и горизонтальному перемешиванию вод. Над континентальным склоном и вблизи границы шельфа, т.е. в переходной зоне между шельфом и открытым морем, наиболее эффективными механизмами являются мезомасштабные вихри и квазигоризонтальная турбулентность, а на шельфе – приливы, внутренние гравитационные волны, турбулентность.

При типичной глубине дна 100–200 м крупномасштабные процессы в шельфовых зонах вынужденно двумерны. При отсутствии плотностной стратификации в вертикальной структуре можно выделить приповерхностный пограничный слой (ППС), получающий энергию волновых и турбулентных движений за счет тангенциальных напряжений ветра, и придонный пограничный слой, в котором энергия диссипируется за счет тангенциальных напряжений у дна. Внутренний слой, который может и не существовать на мелководье, можно рассматривать как квазиламинарный.

В океанах и морях преобладает устойчивая стратификация за счет вертикального распределения температуры и солености, и преобладающим видом движений являются внутренние гравитационные волны. При отсутствии стратификации плотности внутренние волны могут также генерироваться при ненулевой второй производной скорости течений по вертикали за счет сохранения потенциальной завихренности.

Основные параметры, определяющие специфику гидрофизических процессов в шельфовой зоне:

1) малая глубина дна – динамические и тепловые возмущения в приповерхностном пограничном слое могут проникать до дна и взаимодействовать с процессами в придонном пограничном слое;

2) наличие континентального склона – зоны резкого изменения глубины от 2000–3000 до 100–200 м у границы шельфа – неизбежны сильные взаимодействия горизонтальных и вертикальных движений и генерация возмущений в широком диапазоне пространственно-временных масштабов, прежде всего, за счет приливов;

3) закономерное изменение глубины дна от 100–200 м до 0 м при движении от границы шельфа к берегу – короткое время жизни генерируемых вблизи границы шельфа возмущений определяет существенную их нестационарность.

В прибрежную зону моря через поверхностные и подземные стоки поступает с суши огромное количество органических и минеральных веществ, значительная часть которых накапливается на дне в виде донных осадков. Динамические и химико-биологические процессы в придонном слое играют главную роль в трансформации и распространении этих веществ на акватории шельфа и вне его. Эти же процессы участвуют в формировании морфологии дна в прибрежной зоне. В настоящей статье приведены некоторые результаты экспериментальных исследований процессов в устойчиво стратифицированном придонном пограничном слое, который формируется при выходе сезонного термоклина на мелководье или при его заглублении в период осенне-зимнего охлаждения.

Придонный пограничный слой может быть стратифицирован за счет температуры и/или солености. В районе проведения наблюдений и экспериментов в шельфовой зоне Японского моря одинаковая направленности их воздействия на плотность (понижение температуры и увеличение солености с глубиной), и для типичного перепада температур в сезонном термоклине около 10°C перепад солености дает такой же по величине вклад в увеличение плотности. Для качественного описания процессов, как правило, достаточно использовать температуру, не занимаясь поправками в измерения солености при наличии тонкой вертикальной структуры.

1. Очевидно, что в стратифицированном придонном слое, помимо затухающих преобладающих во все толще течений, основными процессами будут внутренние волны и диссипация кинетической энергии и волн и течений механизмами турбулентности всех масштабов вплоть до вязкой диссипации. При отсутствии волн вертикальный профиль скорости довольно хорошо описывается логарифмическим законом затухания. Наличие волновых движений создает волновой пограничный слой, в ко-

тором индуцированная внутренними волнами скорость течения может быть больше, чем вне его. Эта ситуация особенно интересна тем, что в роли среднего течения во всей толще (за исключением возможного ветрового дрейфа в поверхностном слое) может течение, создаваемое баротропным приливом, а волновой пограничный слой создается внутренним приливом. На рис. 1 можно видеть резкое увеличение и изменение характера скорости течения на расстоянии 2–2,5 м от дна по сравнению с течением в основной толще.

2. При распространении ВВ в придонном пограничном слое при ровном дне они могут локально разрушаться и восстанавливаться так же,

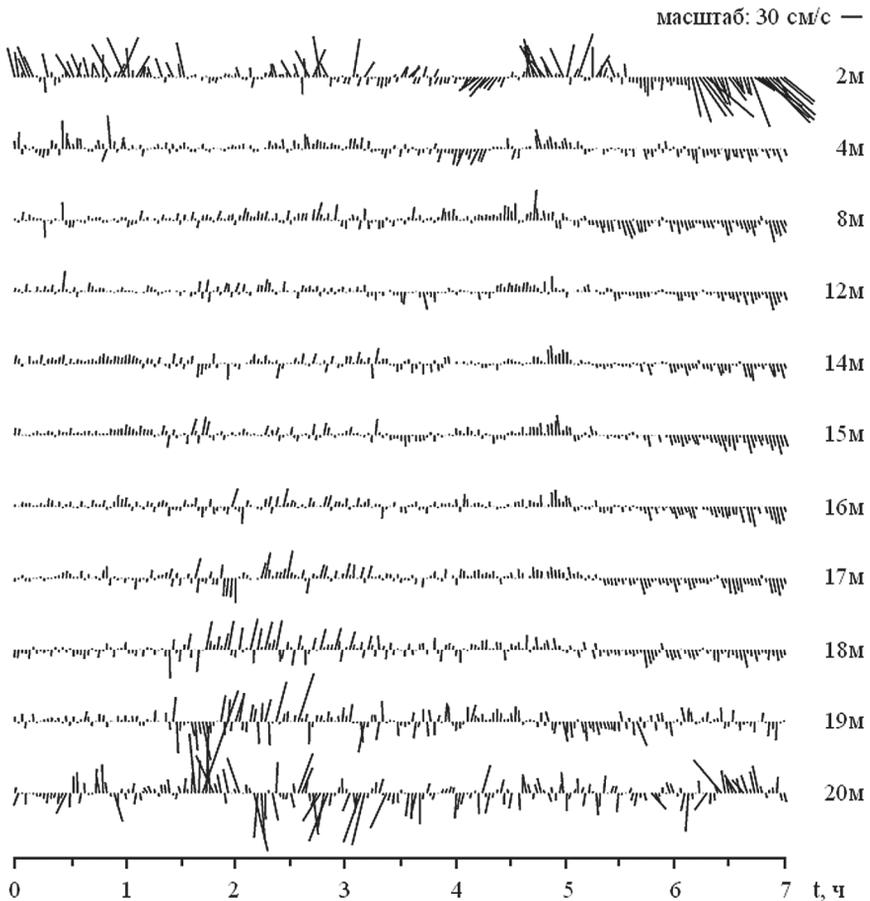


Рис. 1. Скорости течений на различных горизонтах по измерениям в б. Витязь в 2009 г.

как и в нормальном пикноклине, приводя к локальному перемешиванию и изменению структуры поля плотности. При распространении на наклонном дне пикноклин неизбежно доходит до зоны, где глубина меньше глубины его расположения. В наших экспериментах многократно установлено, что распространяющиеся ВВ при этом не разрушаются сразу, а отрываются от пикноклина и распространяются в виде стратифицированных болюсов холодной воды в зону, где отсутствует стратификация плотности. Этот процесс имеет большое значение для переноса массы в сторону берега и для ресуспензии донных осадков при разрушении болюсов.

На рис. 2 показаны временные разрезы температурного поля, полученные по измерениям на трех гирляндах, расположенных в точках с разной глубиной дна. Важным свойством дискретно распространяющихся болюсов является их устойчивость при уменьшении глубины дна. Срезаются только нижние части болюсов, а верхние сохраняют свою форму, почти не перемешиваясь с окружающей водой.

3. Наиболее популярный метод изучения внутренних волн состоит в измерении колебаний температуры на различных горизонтах. Теоретически и экспериментально изучалась генерация ВВ шельфовой зоне баро-

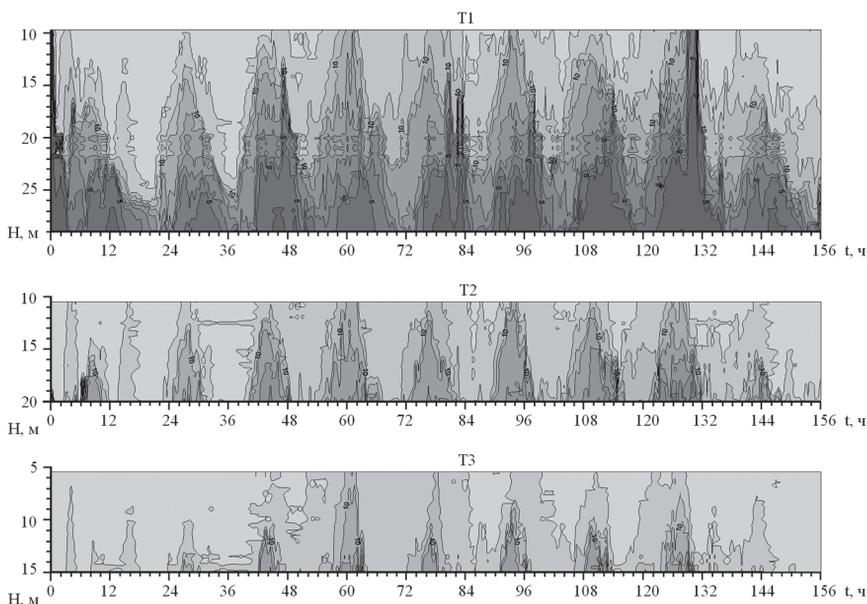


Рис. 2. Внутренние волны и их трансформация в болюсы при изменении глубины дна (измерения в б. Витязь, октябрь 2013 г.)

тропным приливом близи границы шельфа, т.е. вертикальными движениями над континентальным склоном. Очевидно, что при этом на шельфе должны преобладать внутренние волны приливного периода, связанные по фазе с поверхностным приливом. Но при сравнении временных колебаний уровня и обусловленных внутренним приливом колебаний температуры мы видим, что периодичность колебаний температуры не является такой же строгой, как колебаний уровня, и между их временным ходом всегда есть фазовые сдвиги. Это обусловлено колебаниями фазовой скорости внутреннего прилива на пути его распространения в зависимости от пространственной структуры частоты Вайсяля.

На рис. 3 приведены результаты измерений колебаний температуры с помощью гирлянды термисторов и колебаний давления и температуры у дна с помощью прибора SBE26. Колебания температуры практически

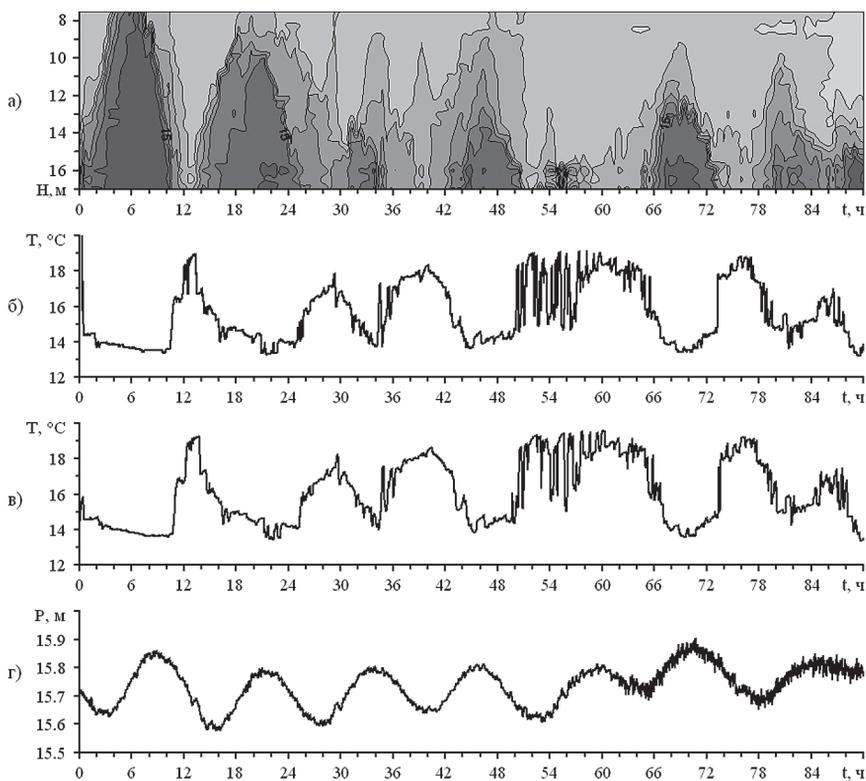


Рис. 3. Временной разрез температурного поля в придонном слое (а) и колебания температуры у дна на глубине 17 м (б) по измерениям на термогирлянде, а также колебания температуры (в) и давления у дна (г) по измерениям уровнемера SBE26

идентичны, но интервалы между характерными фазами, соответствующие фазам внутреннего прилива, лежат в интервале 9–15 ч для полусуточного прилива. Это обстоятельство следует учитывать при расчетах потоков импульса, мощности, тепла, формируемых ВВ с периодами меньше полусуточного, т.к. простое отфильтровывание полусуточного приливного периода может приводить к большим погрешностям в определении спектральной структуры этих потоков.

Наблюдаемые амплитуды колебаний изотерм показывают, что формирующийся при распространении ВВ на мелководье придонный пограничный слой может близок к поверхности. В этом случае в приповерхностном слое будут наблюдаться большие горизонтальные градиенты свойств. Одновременное появление больших вертикальных и горизонтальных градиентов поля плотности и интенсивное перемешивание в придонном слое создают специфические условия для биологических процессов. Поскольку вблизи границы шельфа происходит активное перемешивание шельфовых и внешельфовых вод, то очевидно, что изучаемые нами процессы в стратифицированном придонном слое имеют решающее значение не только для прибрежной и шельфовой зоны, но и для прилегающей акватории открытого моря.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЕРЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ, АПВЕЛЛИНГА И ДРУГИХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ПРОЦЕССОВ В АКВАТОРИИ ЗАЛИВА ПОСЬЕТА

И.С. Олейников¹, Е.И. Яроцук²

*¹Дальневосточный научно-исследовательский
гидрометеорологический институт*

*²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
oleynikovmail@gmail.com*

В рамках работы по созданию комплекса моделей акватории залива Петра Великого было проведено моделирование различных мелкомасштабных процессов в заливе Посьета. Основным компонентом системы является региональная океанологическая модель (ROMS), позволяющая проводить модельные эксперименты высокого разрешения [1]. ROMS – это региональная модель океана со свободной поверхностью на основе базовых уравнений гидродинамики в S-координатах. S-координата используется в первую очередь для увеличения вертикального разрешения модели в шельфовых и прибрежных областях с открытыми боковыми границами. Как раз такой областью и является залив Посьета. При этом северная и западная границы региона моделирования закрыты, т. к. приходятся на береговую линию. Для баротропных расчетов на открытых границах применяется условия Флатера для бароклинной компоненты модели условия прямой подстановки. Модель залива Посьета имеет горизонтальное разрешение 100×100 метров, при 20 вертикальных слоях, шаг по времени 2 секунды, использует схему третьего порядка для горизонтальной адвекции и центральную схему 4-го порядка для расчета вертикального перемешивания. Данные атмосферного форсинга взяты из реальных наблюдений на метеостанции станции мыс Шульца за период апвеллинга.

Следует отметить, что нерегулярные спутниковые данные и большой временной масштаб осреднения редких площадных гидрологических съемок с большими расстояниями между станциями существенно сглаживают и искажают реальную картину. В настоящее время в данном регионе еще не достаточно натуральных наблюдений, показывающих основные черты апвеллинга и временные масштабы его изменчивости.

Изменить ситуацию и выявить детальную структуру прибрежного апвеллинга, характерного для шельфа Приморья, помогут наблюдения на долговременных полигонах с использованием измерений на гидрологических станциях по площади и длительных измерений на вертикальных термогирляндах в отдельных точках на шельфе, а также регулярные спутниковые наблюдения. Пока же для компенсации недостатков системы наблюдений залива Посьета, можно использовать модельные расчеты, которые позволяют воссоздать реально происходящую картину по всей толщине вод залива, и в то же время проверяемые на реальных съемках.

Модель запускалась на периоде с 10.10.2011 по 21.10.2011, Апвеллинг наблюдался с 16 октября по 19 октября 2011 г., таким образом, модель позволила проследить как менялись гидродинамические характеристики акватории залива Посьета в указанный период времени. На рисунке 1 представлена карта температуры в акватории залива Посьета на 16 октября 2011 г, начало зарождения процесса апвеллинга. Полученные

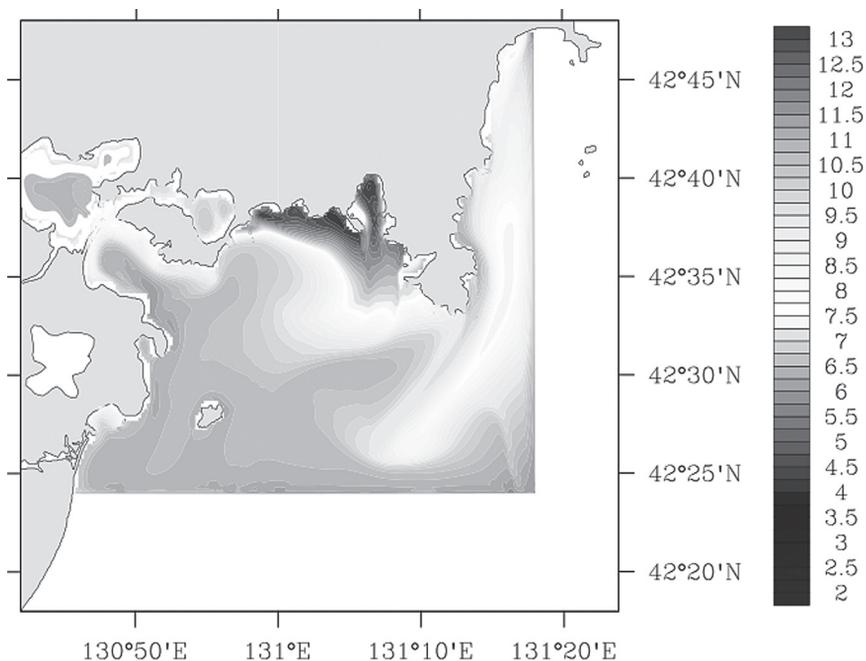


Рис. 1. Начало процесса апвеллинга 16.10.2011 по модельным данным, температура в поверхностном слое. Темная часть в северной части акватории залива Посьет – температура 2–3 градуса

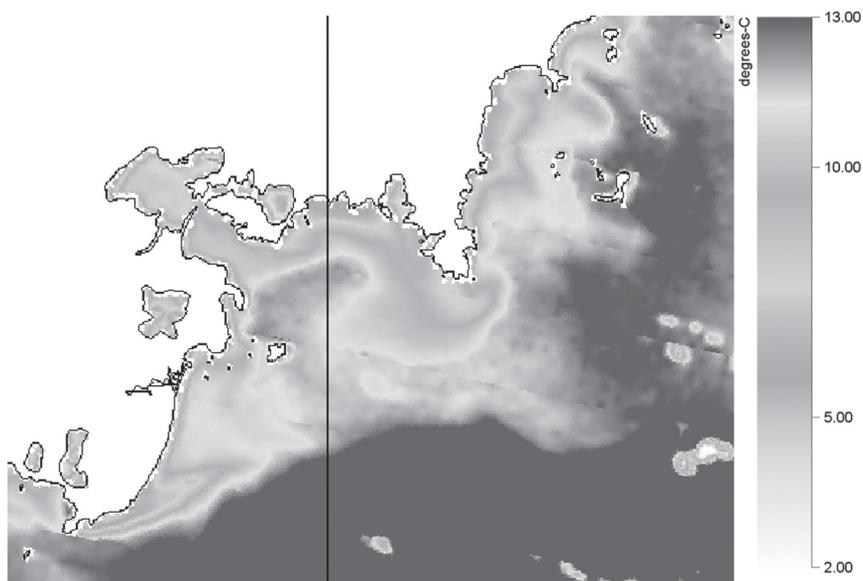


Рис. 2. Начало процесса апвеллинга 16.10.2011 по спутниковым наблюдениям, температура в поверхностном слое. Светлая часть в северной части акватории залива Посьет – температура 2–3 градуса

результаты были проверены по данным спутниковых наблюдений, см. рис. 2 и термодатчиков, расположенных в заливе в момент явления апвеллинга.

На спутниковом снимке наблюдается та же характерная структура «вихря», что и в модели при развитии апвеллинга. В момент максимального развития апвеллинга над заливом Посьета было облачно, но конфигурация температуры в целом можно считать совпадающей с модельной. Преобладающей является температура от 5 до 10 градусов с уменьшением ее до двух градусов вблизи берега. На графиках на рис. 3. видно, что фазы апвеллинга в модели и в реальности наступают синхронно. Средняя разница температур на поверхностном термодатчике и в модели не превышает 1 градуса. Отличие во времени наступления и исчезновения явления апвеллинга в модели по сравнению с данными термодатчиков не более двух часов.

Выводы:

Воздействие двухсуточного северо-восточного ветра с характерной скоростью 20–25 м/с на акваторию залива Посьета приводит

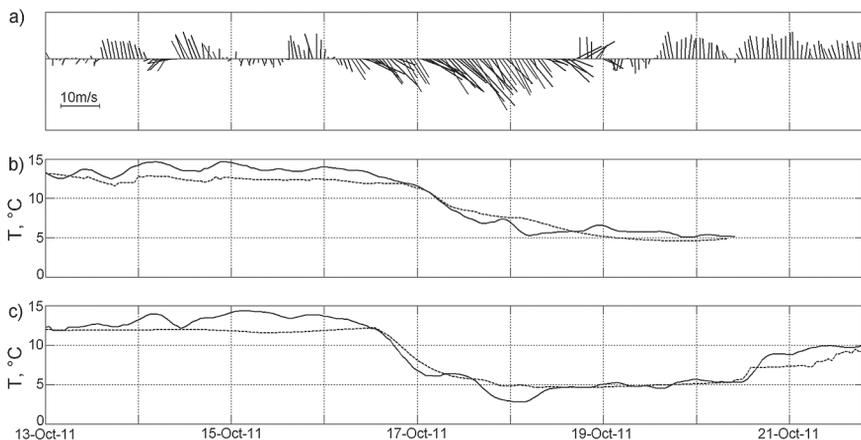


Рис. 3. Графики сравнения реальных и модельных температур по модельным данным (пунктирная линия) и реальным термогирляндам (сплошная линия) в точке вблизи берега (b), в заливе Посьета (c), а также направление и скорость ветра за те же даты по данным метеостанции МЭС м. Шульца

к образованию явления апвеллинга по всей акватории залива [2]. Он проявляется в оттоке от берега теплых вод в верхнем приблизительно 20–30 метровом слое (верхние 5 слоев в S-координатах) со скоростью порядка 40–45 см/с и компенсационным притоком холодных вод в нижнем слое глубиной от 40 до 90 метров с характерной скоростью порядка 18 см/с, что подтверждается моделью. При этом в бухте Рейд-Паллада результаты моделирования указывают на одновременное явление апвеллинга-даунвеллинга в следствии направления ветра вдоль береговой линии бухты и небольших размеров самой бухты. Также ярко выраженный апвеллинг наблюдается вдоль всего побережья полуострова Гамова, в заливе Китовом, в бухтах Алеут, Лукина и Троицы. В местах ярко выраженного апвеллинга вертикальная скорость достигает 2 мм/с.

Необходимо отметить, что начало характерной для апвеллинга вертикальной циркуляции в заливах и бухтах залива Посьета начинается только через 10–11 часов после установления сильного северо-восточного ветра, при этом до начала апвеллинга имеет место незначительный ветровой сгон.

После прекращения действия ветра гидродинамическая система остается в состоянии равновесия без изменения характерной циркуляции и только на конец вторых суток начинается процесс восстановления прежней структуры течений, которые были до начала режима ап-

веллинга. При этом в нижних слоях формируются колебания скоростей течения и температуры с периодом от инерционного, 17 часов до суточного, полностью затухающие в течении 5 суток после прекращения апвеллинга.

Литература

1. *Shchepetkin, A.F.* and J. C. McWilliams, 2005: The regional ocean modeling system (ROMS): A split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modeling* 9/4, pp. 347–404, doi:10.1016/j.ocemod.2004.08.002
2. *Храпченков Ф.Ф., Яроцук И.О., Кошелева А.В., Дубина В.А.* Ветровой апвеллинг в заливе Петра Великого по спутниковым и морским наблюдениям. Исследование Земли из космоса. 2014. № 3. С. 33–40. Издательство Наука.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ ЛИТОСФЕРЫ ЦЕНТРАЛЬНЫХ КУРИЛ

Е.Б. Осипова

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
osipov@poi.dvo.ru*

Исследование источников и механизмов формирования напряженно-деформированного состояния геологической среды является актуальной задачей тектонофизики и геодинамики [1]. В качестве одного из таких источников рассматривается гравитационное поле, обусловленное неоднородным структурно-плотностным распределением масс в геосферах Земли при отсутствии каких-либо иных тектонических воздействий. Состояние, возникающее в этих условиях, называется гравитационным напряженно-деформируемым [2]. Оно обусловлено действием массовых сил в гравитационном поле, характеризуется накоплением деформаций и формированием остаточных напряжений в земной коре. При этом соответствующее деформирование вызывает перемещения среды без нарушения сплошности, состоит из сдвига и поворота текущих точек [3]. Механико-математическое моделирование этих процессов основано на теории подобия реологических процессов в кусочно-однородных многослойных средах, подверженных конечным деформациям.

В общей трехмерной постановке линеаризованной теории устойчивости предложен аналитический алгоритм исследования состояния устойчивого равновесия полого шара для произвольной формы упругого потенциала. Рассматривается класс изотропных гиперупругих сред, которые деформируются без разрушения, допускают большие деформации и характеризуются сохранением упругих свойств и потенциальной энергии внутренних сил. Кинематика среды описывается компонентами тензора деформаций Грина, напряженное состояние – несимметричным тензором напряжений Кирхгофа. Получено решение задачи в географической системе координат методом разделения переменных относительно радиального перемещения, перемещения поворота и результирующей по главным направлениям деформации [3].

В качестве физической основы для моделирования использована сферически-симметричная параметрическая трехкомпонентная модель Земли РЕМ-А [4], которая отражает различия в строении коры и верхней мантии океанических и континентальных регионов. Тестовый численно-графический анализ выполнен для трехслойного шара и применен к анализу тектонических последствий сил гравитации и внутреннего следящего давления на границе геосфер, включающих литосферу (80 км), астеносферу (140 км) и подастеносферную мантию (200 км). Закон состояния деформирования определен потенциалом Мурнагана. Тогда физические составляющие несимметричного тензора напряжений Кирхгофа имеют вид:

$$\begin{aligned}
 t_{(11)} &= \left(\rho \frac{\partial \delta^o}{\partial \rho} + \delta^o \right) s_{(11)} + e_{(11)} s_{(11)}^o, \\
 t_{(22)} &= \delta^o s_{(22)} + e_{(22)} s_{(22)}^o, \quad t_{(33)} = \delta^o s_{(33)} + e_{(33)} s_{(33)}^o, \\
 t_{(12)} &= \delta^o s_{(12)} + (e_{(21)} + \omega_{(3)}) s_{(11)}^o, \quad t_{(21)} = \left(\rho \frac{\partial \delta^o}{\partial \rho} + \delta^o \right) s_{(12)} + (e_{(12)} - \omega_{(3)}) s_{(22)}^o, \\
 t_{(13)} &= \delta^o s_{(13)} + (e_{(31)} + \omega_{(2)}) s_{(11)}^o, \quad t_{(31)} = \left(\rho \frac{\partial \delta^o}{\partial \rho} + \delta^o \right) s_{(13)} + (e_{(13)} - \omega_{(2)}) s_{(33)}^o, \\
 t_{(23)} &= \delta^o s_{(23)} + (e_{(32)} + \omega_{(1)}) s_{(22)}^o, \quad t_{(32)} = \delta^o s_{(23)} + (e_{(23)} - \omega_{(1)}) s_{(33)}^o,
 \end{aligned}$$

где δ^o , $s_{(ij)}^o$, $s_{(ij)}$ – удлинения, физические составляющие симметричного тензора напряжений, определенные в основном и возмущенном состоянии. Также для анализа используем интенсивность напряжений – положительно определенный результирующий параметр всех компонент тензора напряжений Кирхгофа в текущей точке.

$$T_u = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(t_{\rho\rho} - t_{\varphi\varphi})^2 + (t_{\varphi\varphi} - t_{\lambda\lambda})^2 + (t_{\lambda\lambda} - t_{\rho\rho})^2 + 3(t_{\rho\varphi}^2 + t_{\varphi\lambda}^2 + t_{\rho\lambda}^2 + t_{\varphi\rho}^2 + t_{\lambda\varphi}^2 + t_{\lambda\rho}^2)}.$$

Полученные результаты применены к анализу поля распределения физических компонент несимметричного тензора напряжений Кирхгофа T_u литосферы Центральных Курил (45°.0–48°.5 с.ш., 150°.0–158°.0 в.д., таблица).

Предполагаем, что распределение возможного структурного деформирования обусловлено граничными условиями, неоднородностью физико-механических свойств слоев и законом состояния, которым определяется способность к деформированию слоев среды. Как следствие, имеем соответствующие поля градиентного распределения компонент и результирующих параметров напряжений. По данным расчетов компонент напряжений $t_{\rho\rho}$, $t_{\rho\varphi}$, $t_{\varphi\rho}$ выражена вертикальная неоднородность по

Таблица 1. Интервалы значений физических компонент несимметричного тензора напряжений Кирхгофа на дневной поверхности и на глубине 20 км

Компонента	Значение на дневной поверхности (6371 км)	Значение на глубине 20 км (6351 км)	Направления векторов
t_{pp}	Max=37,639500 Min=-137,33300	Max=450,197000 Min=-0,06465810	Вектора имеют разное направление
$t_{\theta\theta}$	Max=17801,700 Min=1,9483900	Max=17690,7000 Min=1,93959000	Вектора имеют одинаковое направление
$t_{\theta\theta}$	Max=22,801000 Min=-33,038800	Max=22,8010000 Min=-33,038800	Вектора имеют разное направление
t_{pp}	Max=83,21000000 Min=0,09516270	Max=1480,0300 Min=1,6859100	Вектора имеют одинаковое направление
 $t_{\theta\theta}$	Max=-0,00447093 Min=-0,08788320	Max=-0,00447093 Min=-0,08788320	Вектора имеют одинаковое направление
$t_{\theta\theta}$	Max=20,559100 Min=0,14154300	Max=20,5591000 Min=0,14154300	Вектора имеют одинаковое направление
$t_{\theta\theta}$	Max=-0,00670382 Min=-5,86178000	Max=-1,5992300 Min=-1403,9300	Вектора имеют одинаковое направление
$t_{\theta\theta}$	Max=19,969500 Min=-0,34141800	Max=19,969500 Min=-0,3414180	Вектора имеют разное направление
$t_{\theta\theta}$	Max=0,32769100 Min=0,01199880	Max=0,32769100 Min=0,01199880	Вектора имеют одинаковое направление
T_u	Max=17848,38655 Min=1,92018178	Max=17721,25 Min= 3,843318	

плотности, упругости и жесткости, что соответствует заданным условиям – кусочной однородности по слоям. По значениям других компонент тензора напряжений, очевидно, что горизонтальной дифференциации свойств слоев шара нет. Но при этом выражено отсутствие симметрии распределения напряжений и горизонтальная неоднородность градиентов компонент. На рис. 1 представлены график интенсивности напряжений и контурный график по данным цифровой модели рельефа ЕТОРО2 [5].

Очевидно, что результирующие параметры перемещений и деформирования прямо пропорционально зависят от собственно значений компонент напряжения. Но как следует из графиков полей распределения интенсивности напряжений, горизонтальная и вертикальная дифференциация среды в значительной степени зависит от градиентного распределения значений напряжений, чем больше значения градиентов напряжений в определенном направлении, тем более вероятно в этом месте и направлении усиление движения. Каждая из этих зон активна, но имеет в резерве разный градиент напряжений, соответственно и разный потенциал к деформированию. Поэтому при любом тектоническом (любого про-

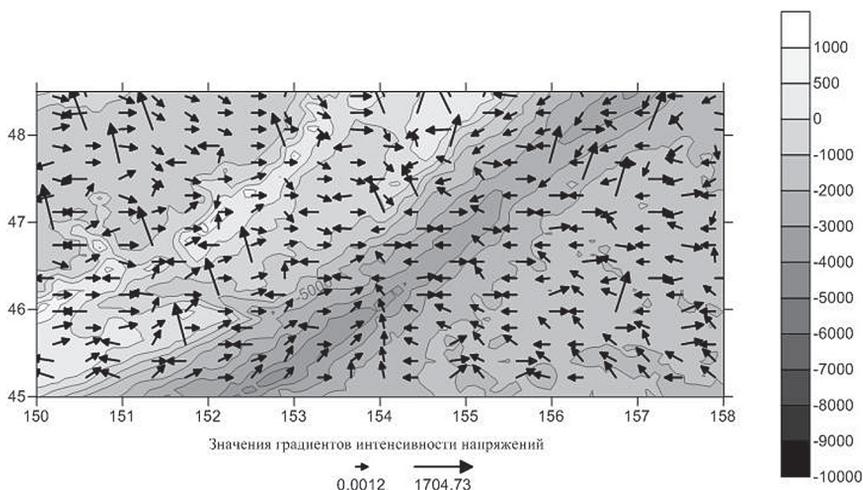


Рис. 1. График распределения градиентов интенсивности напряжений на дневной поверхности и контурный график по данным цифровой модели рельефа ETOPO2

исхождения и механизма) воздействию на область будем иметь в указанных зонах разный деформационный отклик по величине и направлению. Некоторые из указанных зон могут разрядиться, напряжения в текущих точках достигнет равных значений, одновременно, в других зонах моделируемой области может произойти усиление градиента напряжений. Закономерности «разрядки и усиления» указанных зон можно смоделировать дополнительно с учетом направленности и механизма тектонического действия.

На рис. 2 представлено поле распределения градиентов интенсивности напряжений на дневной поверхности и на глубине 20 км. Очевидно, что усложненное взаимодействие и активные зоны определяются на глубине 20 км, на дневной поверхности имеем их проекцию. При этом выход на дневную поверхность сопровождается расширением зоны и интервального значения напряжений.

Полученное решение позволяет детально описать напряженно-деформированное состояние шара в каждой текущей точке, чтобы определить возможный вклад каждой компоненты вектора и тензора в результирующие параметры и вероятное ее изменение. Распределение возможных полей НДС обусловлено граничными условиями, неоднородностью заданных физико-механических свойств слоев и законом состояния, которым определяется способность к деформированию слоев среды. Как следствие, имеем соответствующие поля градиентного распределения компонент и результирующих параметров НДС. Поведение всех параметров

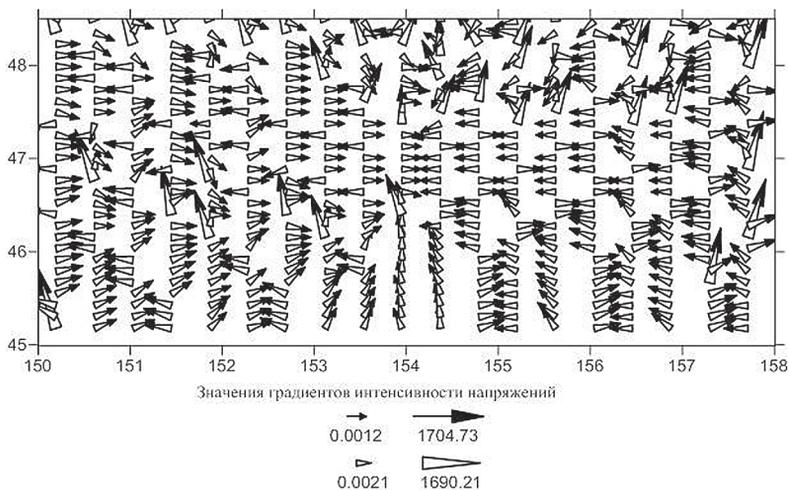


Рис. 2. Графики распределения градиентов интенсивности напряжений на дневной поверхности (черные стрелки) и на глубине 20 км (треугольные стрелки)

отражает общую картину устойчивого состояния равновесия, которое характеризуется: зонами искривления сферического контура шара, полем перемещения поворотов, преобладанием горизонтальных перемещений над вертикальными, связью напряжений и деформаций на поверхностных и глубинных уровнях, результирующим полем распределения интенсивности градиентов НДС, обеспечивающим возможное местное проявление активности и вероятное пространственное структурно-вещественное перераспределение слоев, появление зон уплотнения (разуплотнения).

Литература

1. Лейбензон Л.С. Деформация упругой сферы в связи с вопросом о строении Земли // Сб. науч. Тр. / М.: Изд-во АН СССР. 1955. Т.4. С.186–266.
2. Ребецкий Ю.Л., Михайлова А.В. Роль силы гравитации в формировании глубинной структуры сдвиговых зон // Геодинамика и тектонофизика. 2011. Т.2, №1. С.45–67.
3. Осипова Е.Б. Конечные деформации и устойчивость равновесия сжимаемого упругого полого шара при следящем внутреннем давлении // Физическая мезомеханика. Т.12, №6. 2009. С. 79–86.
4. Dziewonski A.M., Hales A.L., Lapwood E.R. Parametrically simple Earth models consistent with geophysical data // Phys.Earth Planet. Inter. 1975. V.10. P.12–48.
5. Цифровая модель рельефа ETOPO2 (National Geophysical Data Center, 1988) http://topex.ucsd.edu/cgi-bin/get_data.cgi.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ЛИТОСФЕРЕ ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЫ ОКЕАН-КОНТИНЕНТ

В.В. Пак

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
pakvv@poi.dvo.ru*

Как показали результаты геофизических и сейсмических наблюдений, литосфера зоны перехода океан-континент имеет ярко выраженную горизонтально-слоистую структуру. Численное моделирование движения такой среды с помощью однородной во всей расчетной области системы уравнений связано со значительными вычислительными затратами, так как для достижения достаточной точности приближенного решения необходимо задавать очень мелкий шаг расчетной сетки, что приводит к значительному увеличению вычислительных затрат. Другая сложность моделирования таких течений заключается в различии режимов эволюции на малых и больших временах.

Один из способов преодоления указанной сложности заключается в том, что для описания течения жидкости в поверхностном слое использовать упрощенные уравнения (уравнениями смазочного слоя), а в остальной части расчетной области – более общие уравнения вязкой жидкости (уравнения Стокса). В настоящее время построение таких комплексных моделей представляет собой как научных, так и практический интерес.

В докладе предлагается совместная численная модель многослойного тонкого пласта переменной толщины, расположенного на относительно толстом вязком слое. Для описания течения в пласте используются уравнения смазки (уравнения Рейнольдса), а в подстилающем слое – уравнения Стокса. Разработан метод сопряжения разнородных уравнений, не использующий каких-либо итерационных процедур. Эта модель используется для исследования эволюции глубинных движений в литосфере зоны перехода «океан-континент», которая является областью сочленения океанической и континентальной литосферы, имеющих существенные различия в геометрических и физических характеристиках. Представлены численные результаты исследования эволюции поверхностного пласта и его влияния на глубинные движения в подстилающей части литосферы.

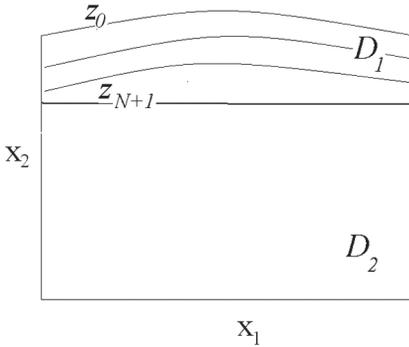


Рис. 1. Общая схема расчетной области

Z_{N+1} ниже границы раздела на глубине равной удвоенной толщине поверхностного слоя. Общая схема расчетной области приводится на рис. 1.

В подобласти D_2 движение жидкости описывается уравнениями Стокса.

$$\sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho g \delta_{i2} = 0, \quad (1)$$

$$\sum_{i=1}^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0,$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, g – ускорение силы тяжести, μ – коэффициент вязкости жидкости, u_i – компоненты скорости, p – давление.

Для описания движения жидкости в каждом слое подобласти D_1 использовались уравнения в приближении смазочного слоя, полученные в предположении, что горизонтальный масштаб возмущений существенно больше вертикального и плотность не убывает с глубиной.

$$\frac{\partial p}{\partial x_1} = \mu_k \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2}, \quad \frac{\partial p}{\partial x_2} = -\rho_k g, \quad k = \overline{1, N} \quad (2)$$

$$\sum_{i=1}^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0,$$

На поверхности задавались условия отсутствия напряжений, на границах раздела слоев – условия непрерывности скоростей и напряжений. Кроме этого, на подвижных границах раздела задавались кинематические условия отсутствия потока массы через границу, то есть нормальная составляющая скорости частиц жидкости на границе равна скорости движения. Решая с учетом краевых условий и подставляя полученные решения в условия отсутствия потока массы получаются уравнения для Z_i :

$$\frac{\partial Z_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\sum_{j=1}^N \left(\gamma_j A_{ij} \frac{\partial Z_j}{\partial x_1} \right) - u_1 Z_{N+1} \right] + u_2, \quad i = \overline{1, N}, \quad (3)$$

где $A_{ij} = A_{ji} = \sum_{l=i}^N h_l \sum_{m=j}^N h_m \sum_{k=j}^N \frac{1}{\mu_k} \frac{h_k}{1 + \delta_{mk} + \delta_{im}}$, $i \leq j$, $j = \overline{1, N}$, $h_i = z_{i+1} - z_i$, γ_j – безразмерные скачки плотностей на границе раздела слоев.

На границе сопряжения подобластей «срачивались» поля скоростей и напряжений основной области и поверхностного пограничного слоя.

Асимптотическое исследование уравнений показало существенное различие эволюции течения в поверхностном пласте на малых и на больших временах. Получено соотношение, связывающее движение границ поверхностной неоднородности и скорости на границе сопряжения Z_{N+1} (подробное исследование приводится в [2,3]):

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sum_{j=1}^N \gamma_j A_{ij} \frac{\partial Z_j}{\partial x_1} - u_1 Z_{N+1} \right) + u_2 = 0. \quad (4)$$

Уравнение рассматривалось в качестве дополнительного граничного условия в модели.

Для численного решения уравнений использовался модифицированный метод конечных элементов в сочетании с методом проекции градиента. Положения границ слоев подобласти D_1 в каждый момент времени определялись путем численного решения уравнений. Применение асимптотического условия при решении уравнений позволило значительно ослабить ограничение на шаг по времени, характерного при решении жестких эволюционных систем, с сохранением вычислительной устойчивости. Была получена хорошая аппроксимация границ пласта на больших временах.

В качестве геофизических приложений, проведено численное исследование эволюции поля скоростей в литосфере зоны перехода океан-континент. Согласно результатам геофизических наблюдений, любая эволюция плотностных неоднородностей (создание различных форм рельефа) идет всегда при полной изостатической их уравновешенности в региональном масштабе. Поэтому предполагалось, что в начальный момент времени поверхностный пласт находится в состоянии изостазии. В [3] представлены модельные расчеты мгновенного поля скоростей и проведен сравнительный анализ результатов с использованием асимптотического граничного условия и без использования этого условия.

На рис. 2 представлены модельные поля скоростей в литосфере зоны перехода океан-континент. В качестве исходных данных были использованы геометрические и физические параметры Курило-Камчатской переходной зоны. Как видно из результатов, представленных на рис. 2, гра-

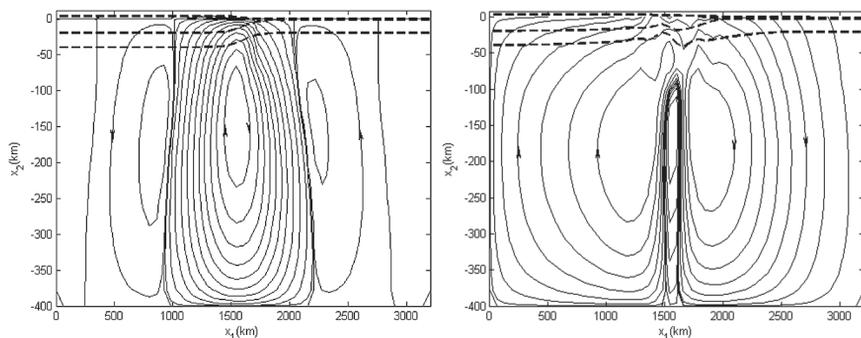


Рис. 2. Поле скоростей в литосфере зоны перехода океан-континент в начальный момент времени (а) и через 40 млн. лет (б). Тонкими сплошными линиями показаны линии тока, стрелками – направления скоростей, толстыми пунктирными линиями – границы земной коры

витационное перемещение материала в слоях «земной коры» вызывает течения порядка сантиметра в год, охватывающие всю подстилающую область верхней мантии. На рис. 1а показано поле скоростей в начальный момент времени, а на рис. 2б – через 40 млн. лет. Если в начальный момент времени мы получаем основную ячейку, охватывающую окрестность зоны перехода и смежные побочные ячейки, то с течением времени происходит значительная перестройка поля скоростей. Как показано на рис. 2б., под зоной сочленения образуется отдельная ячейка, которая разбивает поле скоростей на два основных кластера.

Таким образом, решена задача об эволюции тонкого поверхностного многослойного пласта переменной мощности и получены результаты, которые наглядно показывают существенное влияние, которое могут оказывать движения слоев земной коры на течение в подстилающей верхней мантии.

Литература

1. Пак В.В. Гидродинамическая модель глубинных движений в литосфере переходной зоны океан-континент // Физика геосфер: Восьмой Всероссийский симпозиум, 2–6 сентября 2013 г., Владивосток, Россия. Тезисы докладов. Владивосток: Дальнаука, 2013. С. 335-339.
2. Пак В.В. Моделирование поля скоростей двухслойного течения вязкой жидкости и некоторые геофизические приложения // Вестник Удмуртского университета. Математика. механика. компьютерные науки. 2014. Вып. 1. С. 66-75.
3. Пак В.В. Применение метода проекции градиента к численному решению совместной системы уравнений Стокса и уравнений Рейнольдса // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7. № 1. С. 23-29.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ПРИЛИВНОЙ МОДЕЛИ ЗЕМЛИ С УЧЕТОМ ОКЕАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ ДЛЯ ЗОНЫ ПЕРЕХОДА «КОНТИНЕНТ-ЯПОНСКОЕ МОРЕ»

З.Н. Прошкина, М.Г. Валитов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
pro-zo@yandex.ru*

Как известно, океанические приливы и приливы твердой Земли вызваны одним и тем же гравитационным воздействием небесных тел, в основном Луны и Солнца и имеют одинаковые частоты, но различаются по фазе. Суммарный приливной эффект достаточно сложен, но существуют определенные соотношения, позволяющие выделить из наблюдаемого сигнала гравитационные эффекты от приливных возмущений вязкой мантии, ядра планеты и океана [1, 4]. Наша задача сводится к разделению сигналов океанического прилива и прилива твердой Земли путем подбора из существующих глобальных океанических приливных моделей океанической нагрузки для коррекции наблюдаемых данных.

Наблюдения с помощью высокоточного гравиметра Micro-g LaCoste gPhone на м. Шульца на базе МЭС ТОИ ДВО РАН проводятся на протяжении 3 лет. Уже накоплен достаточный объем данных, для того чтобы рассчитывать приливные параметры для главных волн (O_1, P_1, K_1, M_2, S_2) достаточно уверенно.

Оценка пригодности той или иной океанической модели для конкретного региона сводится к вычислению и минимизации остатка X ($x; \chi$) между расчетным вектором B ($B; \beta$) и модельным L ($L; \lambda$): $X=B-L$, где расчетный вектор B равен: $B=A-R$, здесь A – наблюдаемый вектор ($A; \alpha$), R – теоретический вектор жесткой Земли ($R; 0$), B – вектор неучтенной нагрузки, в том числе океанической ($B; \beta$).

Для расчета вектора R мы применили упругую модель земли DDW99 [4], в которой учитывается приливной эффект вязкой мантии. Для расчета вектора L ($L; \lambda$) были взяты 11 различных океанических моделей (GOT00.2, TPX06.2, SCHW, TPXO.7.2, NAO.99b, CSR4.0, HAMTIDE, FES2004, EOT11a, DTU10, GOT4.8), нагрузочные параметры которых

были получены на общедоступном Интернет-ресурсе [2,3]. Расчеты выполнялись в программе Tsoft [6].

Чтобы оценить эффективность океанической коррекции мы применили метод «неидентичного средневзвешенного значения» в полосе суточного (D) и полусуточного (SD) цикла [5]. Он основан на анализе амплитуд различных приливных составляющих.

Из диаграммы видно (рис. 1), что эффективность как для суточных, так и для полусуточных волн в пределах 60%–70%, за исключением модели SCHW (модель Швидерского), с более редкой сеткой наблюдений. Здесь наблюдаются минимальные значения в суточном (менее 60 %) и полусуточном (около 10 %) циклах. В полусуточном цикле эффективность некоторых моделей превышает 70 %. Суммарная эффективность большинства океанических моделей оценивается чуть менее 70 %.

Еще одним способом оценки приливных моделей является расчет остаточной части амплитудной и фазовой реакции на приливную силу тяжести для главных волн (рис. 2).

Из рис. 2 следует, что суточные волны (O_1 , P_1 , K_1) имеют меньший разброс значений относительно наблюдаемого прилива, а волна P_1 еще и меньше всего отклоняется от астрономического прилива по амплитуде и фазе. У полусуточных волн наблюдается большой разброс значений по фазе (наибольший у волны M_2), причем по амплитуде разброс небольшой.

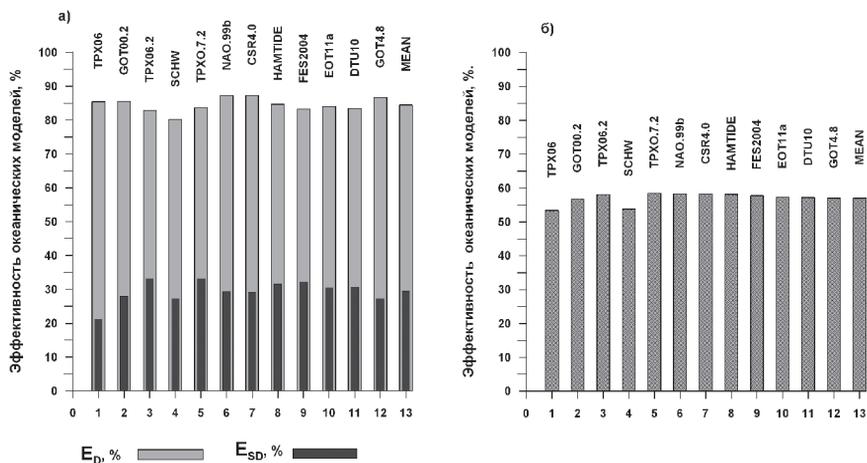


Рис. 1. Эффективность океанических моделей: а) эффективность для суточных и полусуточных волн раздельно; б) общая эффективность. ED- суточная эффективность, ESD – полусуточная эффективность (в процентах)

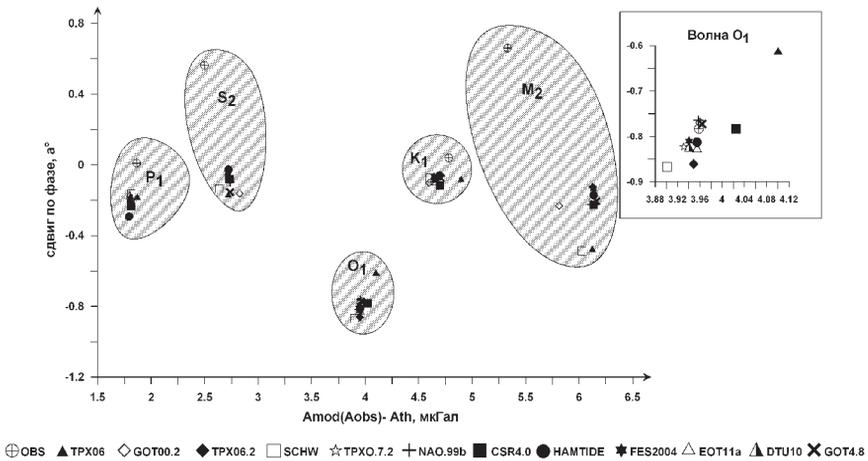


Рис. 2. Оценка приливных моделей: по горизонтальной оси – разность между модельным (наблюдаемым) Амод (Анабл) и астрономическим неупругим приливом A_{th} . По вертикальной оси – сдвиг по фазе

Так же было рассчитано отклонение модельных значений относительно неупругой Земли R_{DDW} до и после исключения океанической нагрузки из наблюдаемых значений (в процентах) (рис. 3).

После коррекции океанической нагрузки модельные значения в суточном цикле приблизились к модели R_{DDW} . Наблюдаемая в исходных данных недокомпенсация (-1.5 %...-1.7%) уменьшилась, сменившись незначительным расхождением между теоретической и скорректированной моделью (0.4 %–0.8%). В полусуточном цикле наблюдается сложная картина: после коррекции океанической нагрузки амплитуда волны M_2 приблизилась к модели R_{DDW} , поменяв знак расхождения на положительный. Отклонение для M_2 сократилось в среднем с -0.6 % до 0.4 %, за исключением модели SCHW. Здесь это значение составило почти 0.6 %. Расхождение для солнечной волны S_2 не уменьшилось после коррекции, а поменяв знак, увеличилось в среднем с -0.4 % до 1.2 %, а для модели SCHW – до 1.6%.

Оценка эффективности рассматриваемых моделей (рис. 1) показала, что в диапазоне суточных волн наиболее эффективной оказались модели CSR4.0, GOT00.2 и GOT4.8, наименее эффективной – SCHW. В полусуточном диапазоне оценки эффективности получились чуть выше: лидером в этой группе стали модели TPX06.2 и TPX.7.2; модель SCHW имеет минимальный показатель этого параметра. Осредненные значения эффективности для обеих групп волн показали весьма равное распре-

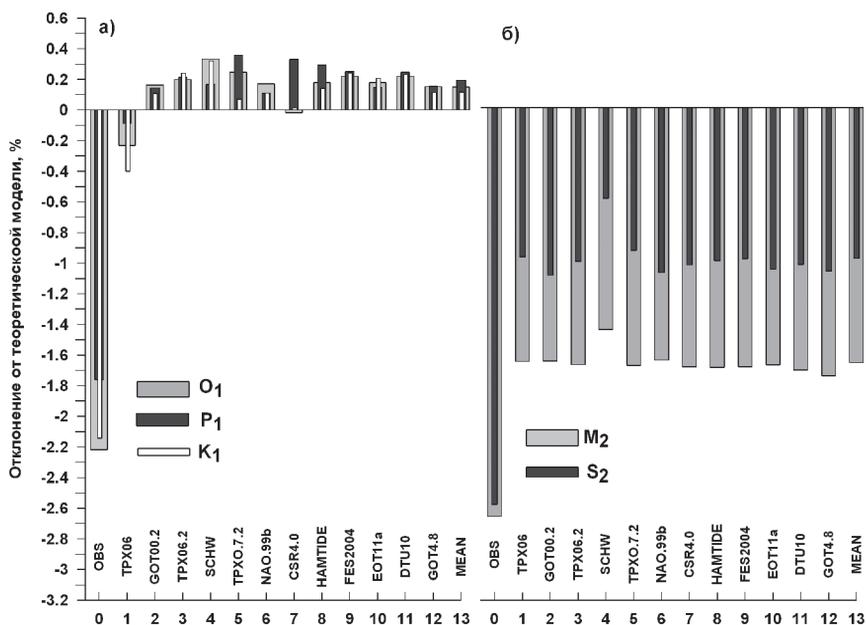


Рис. 3. Отклонение модельных значений относительно упругой Земли R_{DDW} до и после коррекции океанической нагрузки наблюдаемых значений (в процентах): а) суточные волны; б) полусуточные волны, (OBS – наблюдаемые значения, MEAN – средние значения по 11 моделям)

ление: максимальные значения – у моделей TPX.7.2 и TPX06.2, минимальные – у SCHW.

Сопоставление центрированных значений наблюдаемых и скорректированных данных относительно теоретического прилива (рис.2) показало, что для большинства главных приливных волн все модели корректно убирают фазовый сдвиг, обусловленный влиянием океанической нагрузки, за исключением волны O_1 . Амплитуды как наблюдаемых, так и скорректированных волн стабильно превышают амплитуды теоретического прилива.

Сравнение амплитуд наблюдаемого сигнала и скорректированных значений с амплитудами теоретического прилива модели DDW99 [4] (рис. 3) показало эффективность введения нагрузочных поправок в исходные наблюдения. В группе суточных волн расхождения сократились в среднем с -1.7% до 0.6 %. Здесь отмечают относительно равномерные значения по всем моделям. Только модель CSR4.0 имеет наилучшую сходимость по группе суточных волн для O_1 , но разность для волн K_1 и P_1 не превышает среднее значение по группе.

В группе полусуточных волн разность наблюдаемых значений и модели DDW99 составила -0.6% и -0.4% для волн M_2 и S_2 соответственно. Введение коррекции океанической нагрузкой не привело к значимой минимизации расхождений. Для волны M_2 разность с теоретической моделью сократилась до 0.3% (наилучший показатель у GOT4.8), что является несущественным в свете абсолютных значений отклонений. Для солнечной волны S_2 приливная коррекция не только не приблизила значения поля к теоретическим, но и увеличила расхождения от 1.05% для модели GOT4.8 до 1.3% – для TPXO.7.2. Это вероятно связано с диссипацией волн полусуточного цикла.

В результате выполненного исследования установлено, что все модели для коррекции океанической нагрузки показывают схожие результаты. При снятии нагрузочного эффекта минимальные расхождения с теоретической моделью упругой Земли получены в результате применения моделей TPX06.2, TPX.7.2, GOT4.8, CSR4.0 и NAO99b. Эти модели можно рекомендовать для учета влияния вариаций гравитационного поля при проведении высокоточных гравиметрических наблюдений в прибрежной зоне Японского моря. Одна из первых и самых старых моделей – модель Швидерского (SCHW) – является, на наш взгляд, неактуальной для учета океанической нагрузки и может использоваться как своеобразный эталон при разработке и сравнении новых приливных моделей.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Мировой океан» и грантов ДВО РАН 14-III-Д-07-029, 13-III-Д-07-004, 10-III-Д-07-033.

Литература

1. Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир, 1968. 483 с.
2. Электронный ресурс: <http://holt.oso.chalmers.se/loading/index.html>
3. Электронный ресурс: http://www.upf.pf/ICET/reg/tsoft_mean9.htm#reg35
4. Dehant V., Defraigne P., Wahr J. Tides for a convective Earth. // J. Geoph. Res. 1999. Vol.104, B1, P. 1035-1058.
5. SUN Heping, Ducarme Bernard, XU Houze, Vandercoilden Leslie, XU Jianqiao & ZHOU Jiangcun. Adaptability of the ocean and earth tidal models based on global observations of the superconducting gravimeters. Science in China Ser. D Earth Sciences 2005 V.48. P. 1859-1869.
6. Van Camp M. TSoft: graphical and interactive software for the analysis of time series and Earth tides / M. Van Camp, P. Vauterin // Computers & Geosciences. 2005. V. 31. N5. P. 631-640.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА «ЛЁД»



*З.М. Пищальник, А.О. Бобков,
И.Г. Минервин, В.А. Романюк*

*Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Сахалинский государственный
университет», г. Южно-Сахалинск,
vpishchalnik@rambler.ru, kunashir18@rambler.ru*

Современные технологии морской добычи углеводородов допускают эффективную разработку морских месторождений на шельфе арктических и замерзающих морей, где в зимний период, помимо повышенной штормовой активности, одним из серьезных препятствий для безопасной работы судов и нефте- и газодобывающих платформ (НГДП) является наличие ледяного покрова. Условия технологического обслуживания НГДП требуют круглогодичной работы судов как на судоходных трассах, так и в местах непосредственной добычи, а в случае чрезвычайных ситуаций – во всех районах потенциального воздействия. Поэтому мониторинг ледовой обстановки является одним из необходимых условий безопасной работы нефтегазодобывающих комплексов и транспорта углеводородов.

В настоящее время основным источником информации о состоянии ледяного покрова являются данные дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), получаемые с метеорологических космических аппаратов (КА) (MTSAT-2, GCOM-W1, RADARSAT-2, DMS) в различных спектральных диапазонах. Для акваторий Охотского и Японского морей Japan Meteorological Agency (JMA) по результатам съемок с КА подготавливает карты-схемы ледяного покрова с учетом сплоченности льда и публикует их на своем сайте в оперативном режиме (в период с декабря по май два раза в неделю) и в виде электронных архивов [1] (рис. 1). Для мониторинга ледовой обстановки в Сахалинском государственном университете (СахГУ) был разработан Программный комплекс «ЛЁД» (ПК «ЛЁД»), с помощью которого можно вычислять определенные характеристики ледяного покрова, необходимые как для проведения оперативных оценок, так и для выполнения научных исследований. Настоящая работа посвящена описанию принципа и алгоритмов работы ПК «ЛЁД».

По мере совершенствования элементной базы технические возможности спектрорадиометров, установленных на КА, постоянно расширя-



Рис. 1. Карта-схема ледовой обстановки
 ЯМА за 15.02.2014 г.



Рис. 2. Схема районирования для ледовых
 районов второго иерархического уровня
 (слева) и цветовая маска для расчета
 площади льда (справа)

ются. В начале периода регулярных спутниковых наблюдений (1971–1978 гг.) определяли только общую площадь массива льда (КА GMS, DMS, NOAA-2,3,5). С 1979 г. площадь ледяного покрова определялась уже с учетом его сплоченности по четырем градациям, рекомендуемых номенклатурой WMO (1–3, 4–6, 7–8, 9–10 баллов) [2] (КА GMS-2,3,4,5, MTSAT-1R, MTSAT-2, NOAA-II поколения, Aqua (AMSR-E), GCOM-W1 (AMSR) и др.). В ближайшее время на регулярной основе планируется получение информации по толщине льда (КА ICESat, CryoSat-2). В период наблюдений с 1971 по 1978 гг. в течение ледового сезона (с декабря по май) создавалось 36 карт-схем с пентадной дискретностью. В период с 1979 по 1997 гг. также было 36 карт-схем, но на этих изображениях четырем фиксированным цветами были обозначены градации сплоченности морского льда. Далее период наблюдений был увеличен с ноября по июнь и с 1998 г. количество карт-схем достигло 54. Поэтому в блок ввода в ПК входных данных, изначально был заложен принцип универсальности, позволяющий усваивать исходную информацию за различные временные периоды. Помимо вычисления общей и частной сплоченности массива льда обязательным условием при разработке комплекса являлась возможность расчета площади льда в районах различных иерархических уровней (рис. 2) [3]. Данная задача была решена в двух версиях, позволяющих выполнять расчеты параметров ледяного покрова в районах с жестко фиксированными и произвольными проведенными границами.

Сплоченность 9-10 баллов														
Ледовый сезон 2013-2014 гг.														
Охотское море														
Ох. море	Сев. часть													
в целом	в целом	С-3_1	С-3_2	С-3_3	С-3_4	С-3_5	С-3_6	С-3_7	С-3_8	С-3_9	С-3_10	С-3_11	С-3_12	С-3_13
05.11	6,8	6,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
10.11	9,3	9,3	0,0	0,0	0,0	0,8	0,0	0,9	8,0	0,0	0,0	0,4	8,5	
15.11	9,1	9,1	0,0	0,0	0,2	1,6	0,1	1,9	6,6	0,0	0,0	0,6	7,2	
20.11	11,1	11,1	0,0	0,0	0,5	1,3	0,0	1,9	9,1	0,0	0,0	0,2	9,2	
25.11	10,5	10,5	0,0	0,0	0,0	1,8	0,9	2,6	7,7	0,0	0,0	0,2	7,9	
30.11	6,8	6,8	0,0	0,0	0,1	2,5	0,1	2,7	4,2	0,0	0,0	0,0	4,2	
05.12	14,5	14,5	0,0	0,0	0,1	7,5	1,6	9,3	4,9	0,0	0,0	0,3	5,2	
10.12	23,9	23,9	0,0	0,0	1,1	13,1	3,2	17,4	5,9	0,0	0,0	0,6	6,5	
15.12	27,8	27,8	0,0	0,0	1,7	15,0	0,1	16,8	10,6	0,0	0,0	0,4	11,0	
20.12	50,1	50,1	0,0	0,0	1,9	21,4	1,9	25,2	22,9	0,0	0,1	1,8	24,8	
25.12	82,5	82,2	1,5	0,0	12,4	29,2	4,9	48,0	30,0	0,0	0,6	3,6	34,2	
31.12	100,1	91,7	7,2	0,0	18,3	33,6	0,8	59,9	31,1	0,0	0,0	0,7	31,7	

Японское море														
Ох. часть	Ю. 1а	Ю. 1б	Ю. 1с	Ю. 1д	Ю. 2	Ю. 3	Ю. 4	Ю. 3+4	Яп. море	Сев. часть	Яп. море	Сев. часть	Яп. море	Сев. часть
в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом	в целом
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,4	0,0	0,4	0,4	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,3	0,0	0,3	0,3	0,0	0,0
0,1	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	2,8	0,2	2,6	2,6	0,0	0,0
0,3	0,0	0,3	0,0	0,3	0,0	0,0	0,0	0,0	3,1	0,5	2,6	2,6	0,0	0,0
8,4	0,8	7,6	0,0	8,4	0,0	0,0	0,0	0,0	19,1	0,5	18,6	18,6	0,0	0,0

Рис. 3. Вид таблицы расчетных данных площади ледяного покрова по районам сплоченности 9–10 баллов

Для ледовых районов с фиксированными границами была создана цветовая маска (рис. 2, справа). Площади районов корректно вычислялись с помощью стандартных программ (ArcMap и MapInfo) на крупномасштабных картах, после чего для каждого района была определена средняя площадь пикселя. Эти данные были заложены в программу и использовались для пересчета количества пикселей в площадь льда.

Алгоритм работы программы следующий: цветовая маска районирования помещается в объект BitMap размером 512x512 пикселей, а спутниковые карты-схемы такого же размера в цикле считываются в объект Image и выводятся на экран. Программа пиксель за пикселем сравнивает цвет спутниковой карты-схемы и цветовой маски районирования. По цвету пикселя карты-схемы спутника определяется сплоченность льда, а по цвету соответствующего пикселя маски – принадлежность к тому или иному району. В результате получается матрица, в которой находится информация о количестве пикселей, соответствующих разной сплоченности льда в районе каждого иерархического уровня. После этого программа выполняет перерасчет пикселей в площадь путем умножения на коэффициенты, вычисленные для каждого района с учетом картографической проекции по формуле:

$$S_{ij} = K \sum_k \delta(\bar{C}_k, C_k) \delta(C_k, C_j), \quad (1)$$

где S_{ij} – площадь, занятая льдами j -ой градации сплоченности в i -ом районе, K_i – площадь пикселя для i -го района, C_k – цвет пикселя на карте-схеме спутника, \bar{C}_k – цвет пикселя на маске районирования, C_i – цвет i -го района на маске районирования, C_j – цвет градации сплоченности, δ – символ Кронекера. Суммирование ведется по всем пикселям на спутниковой карте-схеме.

Серии карт-схем должны находится в отдельной директории для каждого года и быть соответственно пронумерованы по дате ГГГГММДД.bmp (например, 20151105.bmp, 20151110.bmp... 20150731.bmp). Результаты расчетов для каждой годичной серии карт-схем ледовой обстановки автоматически записываются в многостраничную таблицу в формате Microsoft Excel, ранжированные по градациям сплоченности льда, по районам и т.д. (рис. 3).

Для анализа точности расчетов были использованы данные наблюдений с 1971 по 1992 г., когда оценка площади ледяного покрова производилась одновременно с помощью КА и авиации. За весь период разность расчетных данных в среднем составляет 108.4 тыс. км² (6.8% от площади моря) (рис. 4). Наибольшие различия (7–15%) характерны для периода наблюдений с 1971 по 1978 г. Далее абсолютная величина ошибки уменьшается до 64.5 тыс. км² (4.2%). Уменьшение ошибки в расчетах обусловлены улучшением технических характеристик сканеров на КА. Так, в 1979 г. на орбиту Земли был запущен метеорологический спутник NOAA-6 второго поколения, на борту которого были установлены три радиометра, предназначенные для измерения вертикального профиля температуры и содержания водяных паров в атмосфере, а также для регистрации температуры поверхности океана, снежного и ледового покровов. В 1981 г. были запущены спутники второго поколения NOAA-8, Meteosat-2 и японский метеорологический спутник Himawari-2. В 1984 г. – NOAA-9 и Himawari-3. В последующие годы, начиная с 1984 г. были запущены еще несколько космических аппаратов такие как: NOAA-9, 10, 11, Himawari-4, DMS 5D-2, Meteosat-3 с усовершенствованными радиометрами более высокой разрешающей способностью.

Таким образом, развитие спутниковых технологий (в том числе применение радиолокационных и микроволновых сканирующих радиометров) позволило в начале 1980-х годов значительно повысить качество получаемой информации о состоянии ледяного покрова, и вывести ее на качественно новый уровень, превосходящий все предшествующие способы наблюдений.

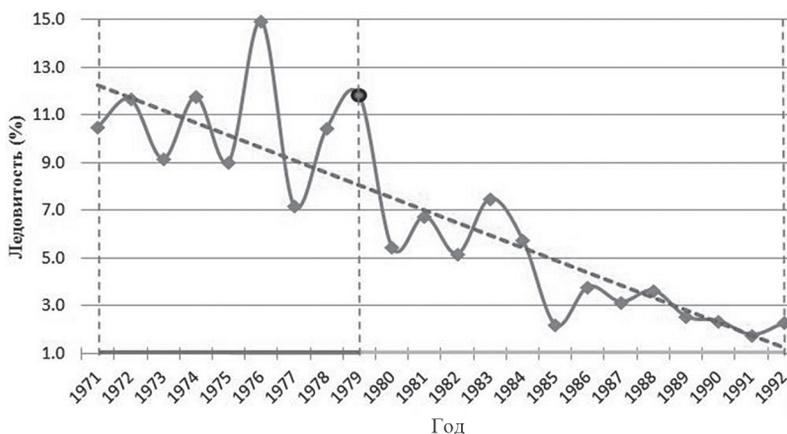


Рис. 4. Средняя разность ледовитости Охотского моря на основе данных ПК «Лед» и авиационных наблюдений за период 1971–1992 гг.

Как показано в работе (Пищальник и др., см. наст. сборник) ледовый режим в районах разных иерархических уровней имеет весьма существенные различия, поэтому при решении практических задач рекомендовано строго соблюдать пространственно-временные масштабы. С этой целью был разработан дополнительный модуль ПК «ЛЁД», с помощью которого можно рассчитывать ледовые характеристики в районах с произвольно заданными границами. В модуле предусмотрена возможность составления произвольной карты районирования с функцией привязки новых вершин районов к береговой линии, параллелям и меридианам через $5'$, а также к уже нарисованным линиям. Построенная карта районов используется программой расчета площадей по аналогичному алгоритму. Вычисленные ранее площади пикселей здесь используются как исходные данные для интерполяции с координатами X и Y для центра каждого стандартного района, а площадь пикселя – как аппроксимируемый параметр. При работе в цикле по пикселям программа определяет наличие льда в данной точке карты, и, если он имеется, то площадь пикселя рассчитывается при помощи интерполяции методом кригинга.

В конце цикла получается матрица, в которой для каждого района рассчитана площадь, занятая льдами различной сплоченности:

$$S_{ij} = \sum_k K(x, y) \delta(\bar{C}_k, C_i) \delta(C_k, C_j). \quad (2)$$

В ближайшие несколько десятилетий данные дистанционного зондирования Земли будут совершенствоваться, и оставаться основным

источником информации о состоянии природных систем. В настоящее время с помощью ПК «ЛЁД» можно выполнить расчеты параметров ледяного покрова в любом произвольном районе Охотского и Японского морей. С появлением возможности регулярных наблюдений за новыми ледовыми характеристиками (например, толщиной ледяного покрова), ПК «ЛЁД» может быть адаптирован и для их расчета. Тогда станет возможным расчет генерируемого в море объема льда, что, несомненно, повлечет за собой повышение качества ледовых прогнозов.

Литература

1. Режим доступа: http://ds.data.jma.go.jp/gmd/goos/data/trtdb/jma-pro/seaice_reg.html.
2. WMO Sea-Ice Nomenclature. Geneva. 1970. WMO 259. TP. 145. P. 1. E-3–E-8.
3. *Минервин И.Г., Романюк В.А., Пицальник В.М., Трусков П.А., Покрашенко С.А.* Районирование ледяного покрова Охотского и Японского морей // Вестник РАН, 2015. Т. 85. № 1. С. 24–32.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕРМОГИДРОГРАВИДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГЕНЕЗИСА ПЛАНЕТАРНЫХ КАТАКЛИЗМОВ

С.В. Симоненко

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
sergeysimonenko@mail.ru*

Классическая формулировка $dU_\tau = \delta Q - p dV$ первого закона термодинамики [1-2] была обобщена (на основе постулатов термодинамики [3-4], гидродинамики [5] и теории ньютоновской гравитации) в виде [6-12]:

$$dU_\tau + dK_\tau + d\pi_\tau = \delta Q + \delta A_{np,\partial\tau} + dG \quad (1)$$

для движущегося вращающегося деформируемого сжимаемого теплопроводящего стратифицированного индивидуального объема τ континуума. Обобщение (1) помимо классических членов (dU_τ и δQ) учитывает приращение dK_τ макроскопической кинетической энергии, приращение $d\pi_\tau$ гравитационной потенциальной энергии, дифференциальное (в течение интервала времени dt) энергетическое гравитационное воздействие dG (определяемое частной производной $\partial\psi/\partial t$ общего нестационарного гравитационного потенциала ψ земной и космических гравитационных сил в континуальном объеме τ , характеризуемом локальной плотностью ρ):

$$dG = dt \iiint_\tau \frac{\partial\psi}{\partial t} \rho dV, \quad (2)$$

а также обобщенную дифференциальную работу $\delta A_{np,\partial\tau}$ [6], производимую непотенциальными силами напряжений, действующими на граничную поверхность $\partial\tau$ континуального объема τ (с граничной поверхностью $\partial\tau$, характеризуемой внешним нормальным единичным вектором \mathbf{n} к элементу $d\Omega_n$ граничной поверхности $\partial\tau$), в котором происходит деформация, определяемая тензором скоростей деформаций $e_{\alpha\beta}$ [6]. Следующее из (2) выражение dG/dt является “скоростью передачи энергии dE/dt извне в сейсмоактивную среду (систему)” [13] континуального объема τ за счет нестационарного гравитационного поля, создаваемого Землей, Солнцем, Луной и планетами. Связанные со сжимаемостью

(характеризуемой дивергенцией $\text{div } \mathbf{v} \neq 0$ локальной гидродинамической скорости $\mathbf{v}=(v_1, v_2, v_3)$) и вязкостью (определяемой коэффициентами сдвиговой и объемной вязкости η и η_v [4]) деформируемой среды и входящие (наряду с классической дифференциальной работой $\delta A_p = -pdV$ [1, 2] сил давления) в обобщенное выражение $\delta A_{np, \dot{c}r} = \delta A_p + \delta A_c + \delta A_s$ [7-12] следующие дополнительные члены [7]:

$$\delta A_c = -dt \iint_{\dot{c}r} \left(\frac{2}{3} \eta - \eta_v \right) \text{div } \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n, \quad \delta A_s = dt \iint_{\dot{c}r} 2\eta v_\beta n_\alpha e_{\alpha\beta} d\Omega_n \quad (3)$$

объяснили экспериментально обнаруженное [14] увеличение энергетического потока $F_{vis,c} = \delta A_c + \delta A_s$ [7-12] геоакустической энергии из очага t землетрясения.

Рассмотрим гармонические временные смещения $x_{i,cr} = x_{oi}(T_{sd}) \sin(2\pi t/T_{sd})$ [9] в течение времени t под действием Луны внутреннего твердого ядра Земли относительно центра масс C_3 Земли вдоль некоторой оси x_i ($i=1$ или 2 или 3) с амплитудой $x_{oi}(\omega_{sd}) = x_{oi}(T_{sd})$ и циклической частотой $\omega_{sd} = 2\pi/T_{sd}$, связанной периодом $T_{sd} = 12.4$ ч полусуточного приливного движения. Основываясь на ньютоновской теории гравитации, мы вывели [9] выражение для величины $g_{c,rf}(t, D_i, T_{sd})$ локального гравитационного ускорения, создаваемого внутренним твердым ядром и жидким ядром Земли на поверхности Земли в точке D_i , которая есть пересечение оси x_i с поверхностью Земли, а также получили [9] производную по времени от $g_{c,rf}(t, D_i, T_{sd})$:

$$\frac{d}{dt} g_{c,rf}(t, D_i, T_{sd}) = \frac{8\pi\gamma(\rho_{c,r} - \rho_{c,f})(R_{c,r})^3 \omega_{sd} x_{oi}(\omega_{sd})}{3(R_3 - x_{oi}(\omega_{sd}) \sin(\omega_{sd} t))^3} \cos(\omega_{sd} t), \quad (4)$$

где γ - гравитационная постоянная, $\rho_{c,r}$ - плотность внутреннего твердого ядра Земли, $\rho_{c,f}$ - плотность внутреннего жидкого ядра Земли, $R_{c,r}$ - средний радиус внутреннего твердого ядра Земли, $R_{c,f}$ - средний радиус внутреннего жидкого ядра Земли, R_3 - средний радиус Земли. Производная (4) дает характерное максимальное положительное значение

$$\max_t \frac{d}{dt} g_{c,rf}(t, D_i, T_{sd}) \approx \frac{16(\pi)^2 \gamma (\rho_{c,r} - \rho_{c,f}) (R_{c,r})^3 x_{oi}(T_{sd})}{3(R_3)^3 T_{sd}}. \quad (5)$$

Чтобы оценить численное значение выражения (5), мы предположили [9], что амплитуда $x_{oi}(T_{sd})$ колебательных движений внутреннего твердого ядра близка к пространственному смещению 145 м [15] результирующей силы притяжения Луны относительно центра масс C_3 Земли. Мы рассчитали [9] характерное максимальное положительное значение

$\max_t \frac{d}{dt} g_{c,f}(t, D_i, T_d) = 0.4151 \frac{\text{мГал}}{\text{сутки}}$, принимая во внимание следующие чис-

ленные значения: $\gamma = 6.67 \text{ Дж} \cdot \text{м} \cdot \text{кг}^{-2}$, $x_{oi}(T_{sd}) = 145 \text{ м}$ [15], $\rho_{c,r} = 12800 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [16], $\rho_{c,f} = 12200 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [16], $R_{c,r} = 1220 \text{ км}$ [16], $R_3 = 6371 \text{ км}$, $T_{sd} = 12.4 \text{ ч}$. Рассчитанное значение $0.4151 \text{ мГал/сутки}$ находится в хорошем согласии со средней величиной 0.4 мГал/сутки экспериментального диапазона ($0.3 \div 0.5 \text{ мГал/сутки}$ [17]), соответствующего неприливному гравитационным вариациям (необычной волнообразной природы), наложенным на приливные волновые гравитационные вариации с характерными величинами ($1.0 \div 1.5 \text{ мГал/сутки}$ [17]). Хорошее согласие между рассчитанным характерным максимальным положительным значением $0.4151 \text{ мГал/сутки}$ и средней величин 0.4 мГал/сутки экспериментального диапазона ($0.3 \div 0.5 \text{ мГал/сутки}$ (соответствующего неприливному гравитационным вариациям) означает, что рассмотренная амплитуда $x_{oi}(T_{sd}) = 145 \text{ м}$ [15] колебательных движений внутреннего твердого ядра (под действием гравитации Луны) находится в хорошем согласии с оцененным пространственным смещением (145 м [15]) результирующей силы притяжения Луны относительно центра масс C_3 Земли. Принимая во внимание предшествующую оценку (сделанную в 1996 г.) амплитуды (порядка 10 м [18]) колебательных движений внутреннего твердого ядра, сделан вывод [9], что интенсификация глобальной сеймотектонической, вулканической и климатической активности Земли в начале 21 века [8-12] связана с увеличением амплитуды (до современных значений около $x_{oi}(T_{sd}) = 145 \text{ м}$) колебательных движений внутреннего твердого ядра относительно жидкого ядра Земли под воздействием космических факторов. На основе выражения (2) обосновано [9], что максимальное космическое (внешнее) энергетическое гравитационное воздействие в единицу времени (мощность) и на единицу объема приходится именно на внутреннее твердое ядро, что подтверждает предположение [13] о том что “подвод энергии от космических факторов посредством изменения гравитационных и электромагнитных полей сначала происходит в мантию (или даже во внешнее жидкое ядро Земли)”. Сформулированные [12] на основе выражения (2) региональные прогностические принципы (в соответствии с которыми [9] для инициации землетрясений в некоторой области τ необходимо (но недостаточно) достижение максимальных или минимальных интегральных энергетических гравитационных воздействий

$$\Delta G(\tau, t) = \int_{t_f}^t dG = \int_{t_0}^t dt' \iiint \frac{\partial \Psi}{\partial t'} \rho dV \quad (6)$$

на эту область τ при некоторых моментах времени $t = t'(\tau)$ и $t = t_*(\tau)$ обосновывают максимальные и минимальные значения локального ускорения свободного падения, которые необходимы (но не достаточны) для инициации землетрясений в области τ , что находится в соответствии с большинством реальных землетрясений [19] в различных регионах Земли, происходящих при экстремальных (максимальных или минимальных) локальных ускорениях свободного падения.

Литература

1. *Gibbs J.W.* Graphical methods in the thermodynamics of fluids // *Trans. Connect. Acad.* 1873. II, April-May. P. 309-342.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. Т. V. 584 с.
3. *Де Гроот С., Мазур П.* Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.
4. *Дьярмати И.* Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
5. *Batchelor G.K.* An introduction to fluid dynamics. Cambridge: Cambridge Univ. press, 1967. 615 p.
6. *Simonenko S.V.* Non-equilibrium Statistical Thermohydrodynamics of Turbulence. М.: Nauka, 2006. Responsible Editor Corresponding Member of the RAS G.I. Dolgikh. 174 p.
7. *Симоненко С.В.* Статистическая термогидродинамика необратимых сдвигово-вращательных процессов // Ротационные процессы в геологии и физике. М.: КомКнига, 2007. С. 225-251.
8. *Simonenko S.V.* The linkage of the different distinct great volcanic eruptions of the Thera (Santorini) in the range (1700±1450±14) BC and the related subsequent intensifications of the global seismicity and volcanic activity in the end of the 19th century and in the beginning of the 20th century, in the end of the 20th century, and in the beginning of the 21st century AD // *Journal of Advances in Physics.* 2014. Vol. 4. N 2. P. 484-516.
9. *Simonenko S.V.* The prognosticating aspects of the developed cosmic geophysics concerning the subsequent forthcoming intensifications of the global seismicity, volcanic and climatic activity of the Earth in the 21st century // *British Journal of Applied Science & Technology.* 2014. Vol. 4. N 25. P. 3563-3630.
10. *Simonenko S.V.* The practical forecasting aspects of the thermohydrogravodynamic theory of the global seismotectonic activity of the Earth concerning to the Japanese earthquakes near the Tokyo region // *American Journal of Earth Sciences.* 2014. Vol. 1. N 2. P. 38-61.
11. *Simonenko S.V.* Fundamentals of the Thermohydrogravodynamic Theory of Cosmic Genesis of the Planetary Cataclysms. Nakhodka: Institute of Technology and Business press, 2009. 273 p.
12. *Simonenko S.V.* The Cosmic Energy Gravitational Genesis of the Increase of the Seismic and Volcanic Activity of the Earth in the Beginning of the 21st Century AD. Nakhodka: Institute of Technology and Business press, 2012. 220 p.

13. Долгих Г.И., Мишаков А.В. Магнитудные инварианты в сейсмологии. В кн.: Материалы докладов VIII Всероссийского симпозиума «Физика геосфер». Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2013. С. 299-309.
14. Долгих Г.И., Купцов А.В., Ларионов И.А. и др. Деформационные и акустические предвестники землетрясений // Докл. РАН. 2007. Т. 413. № 1. С. 96-100.
15. Lamb H. Higher Mechanics, 2nd ed. Cambridge: Cambridge University press, 1929.
16. Alboussière T., Deguen R., Melzani M. Melting-induced stratification above the Earth's inner core due to convective translation // Nature. 2010. Vol. 466. P. 744–747.
17. Straser V. Variations in gravitational field, tidal force, electromagnetic waves and earthquakes // New Concepts in Global Tectonics Newsletter. 2010. Vol. 57. P. 98-108.
18. Авсюк Ю.Н. Приливные силы и природные процессы. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 188 с.
19. Khain V.E., Khalilov E.N. Gravitational effects before the large distant earthquakes // Bulletin of the International Academy (Russian Section). 2007. Vol. 2. P. 45-52.

О ВОЗМОЖНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ПРИЛИВНЫМИ ВАРИАЦИЯМИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ: ОБОСНОВАНИЕ В РАМКАХ ТЕРОГИДРОГРАВИДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ И ПРИМЕРЫ РЕЗУЛЬТАТОВ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО МОНИТОРИНГА

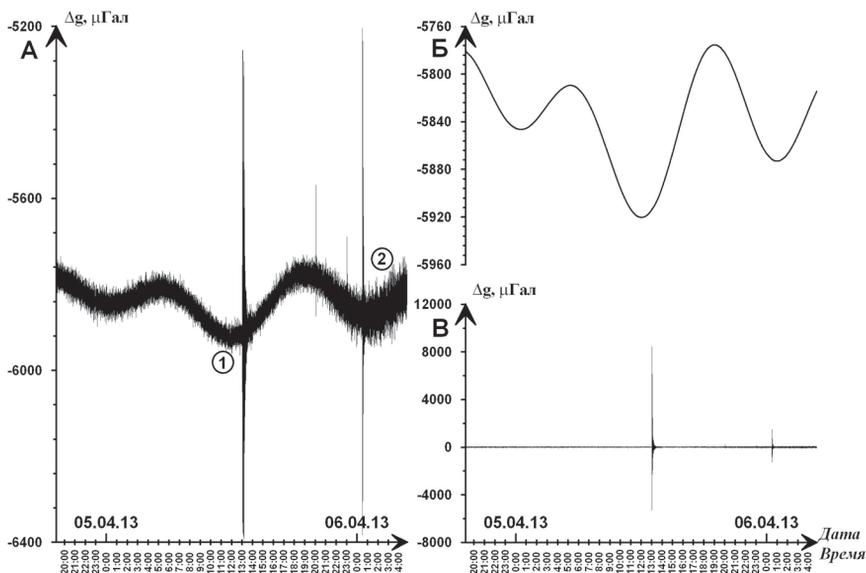
С.В. Симоненко, Р.Г. Кулинич, М.Г. Валитов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
sergeysimonenko@mail.ru, rkulinich@mail.ru, maxval@mail.ru*

С 2012 г. лаборатория гравиметрии ТОИ ДВО РАН выполняет непрерывный мониторинг временных изменений силы тяжести, основу которого составляет регистрация приливных вариаций этого параметра. Наблюдения выполняются с помощью высокоточного гравиметра gPhone N111 (La Coste, USA) на стационарном гравиметрическом пункте на МЭС м. Шульца. Условия работы и их результаты описаны в ряде отечественных и зарубежных публикаций [1,2 и др.].

Одновременно с регистрацией приливных эффектов гравиметр реагирует и на землетрясения, запись которых близка к выходным данным сейсмологических станций. На рисунке показан один из примеров записи показаний гравиметра gPhone № 111, где приливные вариации силы тяжести осложнены землетрясениями, произошедшими 5 – 6.04.2013 г. вблизи п. Зарубино (Приморский край).

Уже длительное время обсуждается возможность и степень влияния лунно-солнечных приливов на сеймотектонические процессы. Большинство мнений сходится на «триггерной» роли приливных сил. Имея синхронные записи приливных вариаций и землетрясений, мы попытались выяснить, какая фаза приливной волны может играть роль указанного триггера. Для анализа были взяты глубокофокусные события, произошедшие в радиусе 800 – 1000 км от пункта гравиметрического мониторинга (мыс Шульца), куда попали Японское и частично Охотское моря, а также их островное и континентальное обрамление. Оказалось, что в большинстве случаев сейсмические события приходятся на максимум или минимум приливной волны в точке гравитационного мониторинга.



Наблюдаемые вариации гравитационного поля. А – суммарный эффект записи вариаций, землетрясений и помех, Б – вариации гравитационного поля, В – эффект от землетрясений и помех. Цифрами обозначены: 1 – землетрясение 05.04.2013 13:00:02 UTC, 42.736°с.ш. 131.003°в.д., M = 6.3, H = 563.8 км, 2 - землетрясение 06.04.2013 00:29:55 UTC, 42.726°с.ш. 130.976°в.д., M = 5.8, H = 561.9 км

Для поисков теоретического обоснования полученным данным нами был выполнен соответствующий анализ. Его основные положения приводятся ниже.

Обобщенная формулировка первого закона термодинамики в инерциальной системе отсчета (связанной, например, с центром масс Солнечной Системы) записывается в следующем виде [3]

$$dU_{\tau} + dK_{\tau} + d\pi_{\tau} = \delta Q + \delta A_{np,\partial\tau} + dG \quad (1)$$

в котором помимо классических членов (dU_{τ} и δQ [4]) присутствуют дифференциальное (в течение интервала времени dt) изменение dK_{τ} [3, 5] макроскопической кинетической энергии, дифференциальное изменение $d\pi_{\tau}$ [3, 5] гравитационной потенциальной энергии, дифференциальное энергетическое гравитационное воздействие dG [3] (определяемое частной производной $\partial\psi/\partial t$ общего нестационарного гравитационного потенциала ψ земной и космических гравитационных сил в континуальном объеме τ , характеризуемом локальной плотностью ρ):

$$dG = dt \iiint_{\tau} \frac{\partial \psi}{\partial t} \rho dV, \quad (2)$$

а также обобщенная дифференциальная работа $\delta A_{np,\partial\tau}$ [3,5], производимая непотенциальными силами напряжений, действующими на граничную поверхность $\partial\tau$ континуального объема τ , в котором происходит деформация материального континуума. Обобщение (2) установлено на общем уравнении движения континуума (которое использовано в качестве одного из постулатов) [6]:

$$\frac{dv}{dt} = -\text{div}\mathbf{T} + \mathbf{g} \quad (3)$$

для описания гидродинамической скорости \mathbf{v} , зависящей от симметричного тензора напряжений \mathbf{T} [6], локальной плотности ρ континуума и локального ускорения \mathbf{g} силы тяжести нестационарного гравитационного поля, создаваемого Землей, Солнцем, Луной и планетами. Обобщенная формулировка (1) обобщает классическую формулировку [4] $dU_{\tau} = \delta Q - \rho dV$ первого закона термодинамики с учетом введенных новых дополнительных существенных членов.

Рассматривая гармонические смещения $x_{i,cr} = x_{oi}(T_{sd})\sin(2\pi t/T_{sd})$ [3] в течение времени t внутреннего твердого ядра Земли (под действием Луны относительно центра масс C_3 Земли с амплитудой $x_{oi}(\omega_{sd}) = x_{oi}(T_{sd})$ и циклической частотой $\omega_{sd} = 2\pi/T_{sd}$, связанной с периодом $T_{sd} = 12.4$ ч полусуточного приливного движения), на основе ньютоновской теории гравитации выведено выражение [3]:

$$\mathbf{g}_{c,rf}(t, D_i, T_{sd}) = \frac{4\pi\gamma(\rho_{c,r} - \rho_{c,f})(R_{c,r})^3}{3(R_3 - x_{oi}(\omega_{sd})\sin(\omega_{sd}t))^2} + \frac{4\pi\gamma\rho_{c,f}(R_{c,f})^3}{3(R_3)^2} \quad (4)$$

для локального гравитационного ускорения, создаваемого внутренним твердым ядром и жидким ядром Земли на поверхности Земли в поверхностной точке D_i на пересечении направления, вдоль которого совершается колебание твердого ядра, с поверхностью Земли.

Здесь γ - гравитационная постоянная, $\rho_{c,r}$ - плотность внутреннего твердого ядра Земли, $\rho_{c,f}$ - плотность внутреннего жидкого ядра Земли, $R_{c,r}$ - средний радиус внутреннего твердого ядра Земли, $R_{c,f}$ - средний радиус внутреннего жидкого ядра Земли, R_3 - средний радиус Земли.

На основе выражения (4) и сформулированных [3] региональных прогностических термогидрогравитационных принципов (следующих из выражения (2) и "определяющих формирование разломов около некоторых временных моментов $t=t'(\tau)$ и $t=t''(\tau)$ в рассматриваемой области τ " [3]):

$$\Delta G(\tau, t) = \int_{t_0}^t dG = \int_{t_0}^t dt' \iiint \frac{\partial \Psi}{\partial t'} \rho dV = \text{локальный максимум} \\ \text{для временного момента } t'(\tau) \quad (5)$$

$$\Delta G(\tau, t) = \int_{t_0}^t dG = \int_{t_0}^t dt' \iiint \frac{\partial \Psi}{\partial t'} \rho dV = \text{локальный максимум} \\ \text{для временного момента } t(\tau) \quad (6)$$

показано [3], что тектонические разрывы, являющиеся источниками землетрясений, в рассматриваемой области τ Земли наиболее вероятны в условиях максимума и минимума гравитационного прилива (при максимальных и минимальных локальных ускорениях свободного падения) в рассматриваемой области τ .

Как видно из вышеизложенного, экспериментальные данные, полученные на пункте мониторинга приливных вариаций гравитационного поля м. Шульца, имеют достаточно объективное теоретическое обоснование. Необходимо отметить, что полученные нами данные находятся в согласии с результатами ранее выполненных экспериментальных исследований по неприливному гравитационным вариациям, представленным в работе [7].

Литература

1. *Валитов М.Г., Прошкина З.Н.* Мониторинг приливных вариаций силы тяжести в условиях пограничной зоны «континент – окраинное море» // Океанологические исследования дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана, ТОИ ДВО РАН, Владивосток: Дальнаука, 2013, кн. 2. С. 23-29.
2. *Timofeev V., R. Kulinich, M. Valitov, Y. Stus, E. Kalish, B. Ducarme, P. Gornov, D. Ardyukov, I. Sizikov, A. Timofeev, G. Gil'manova, T. Kolpashikova and Z. Proshkina* Coseismic Effects of the 2011 Magnitude 9.0 Tohoku-Oki Earthquake Measured at Far East Russia Continental Coast by Gravity and GPS Methods // Электронный журнал International Journal of Geosciences, Vol. 4 No. 2, 2013, pp. 362-370. doi: 10.4236/ijg.2013.42034. 9.
3. *Simonenko S.V.* The prognosticating aspects of the developed cosmic geophysics concerning the subsequent forthcoming intensifications of the global seismicity, volcanic and climatic activity of the Earth in the 21st century // British Journal of Applied Science & Technology. 2014. Vol. 4. N 25. P. 3563-3630.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. Т. V. 584 с.
5. *Simonenko S.V.* Non-equilibrium Statistical Thermohydrodynamics of Turbulence. М.: Nauka, 2006. Responsible Editor Corresponding Member of the RAS G.I. Dolgikh. 174 p.
6. *Дьярмати И.* Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
7. *Khain V.E., Khalilov E.N.* Gravitational effects before the large distant earthquakes // Bulletin of the International Academy (Russian Section). 2007. Vol. 2. P. 45-52.

ОБОСНОВАНИЕ ПРИЛИВНОГО МЕХАНИЗМА ПОДДЕРЖАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И ИССИПАТИВНОЙ СТРУКТУРЫ СИНОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ЯПОНСКОГО МОРЯ

С.В. Симоненко, В.Б. Лобанов, А.В. Серёда

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
sergeysimonenko@poi.dvo.ru*

Вихри синоптического масштаба являются важным фактором формирования структуры [1] и динамики [2] вод, связанной с сильным турбулентным перемешиванием [2-4] в ядрах вихрей. Учитывая отмеченную [2] привязанность центров вихрей к зоне материкового склона северо-западной части Японского моря и северному склону возвышенности Ямато, мы сделали (первое) предположение [5], что неоднородность рельефа дна в совокупности с периодическими колебаниями приливных и ветровых течений является подпитывающим механизмом поддержания энергетики синоптических вихрей Японского моря. Результаты экспериментальных исследований [1] по акустической томографии крупномасштабных неоднородностей водной среды (в окрестности теплого антициклонического вихря на трассе распространения акустических волн) показали резкое изменение закона спада уровня звукового поля, связанное с энергетическими потерями при распространении звукового сигнала. Ввиду этого результата [1] и проделанного анализа [3-5] мы сделали (второе) предположение [5] о наличии значительной диссипации турбулентной кинетической энергии (для фронтальной зоны и границы вихря, где особенно сильно проявляются струйные вторжения в ядро вихря [2-4], наблюдаемого в окрестности возвышенности Ямато), связанной со сжимаемостью морской среды. На рис. 1 отмечены номера анализируемых станций. Полная область наблюдений была разделена [3-5] на четыре области: 1) ядро вихря (станции 33, 34, 39, 40), 2) краевая область вихря (станции 32, 35, 38, 41), 3) фронтальная область вихря на юге (станции 17, 36, 37) и 4) область субарктических вод на севере (станции 30, 31, 42, 43, 44).

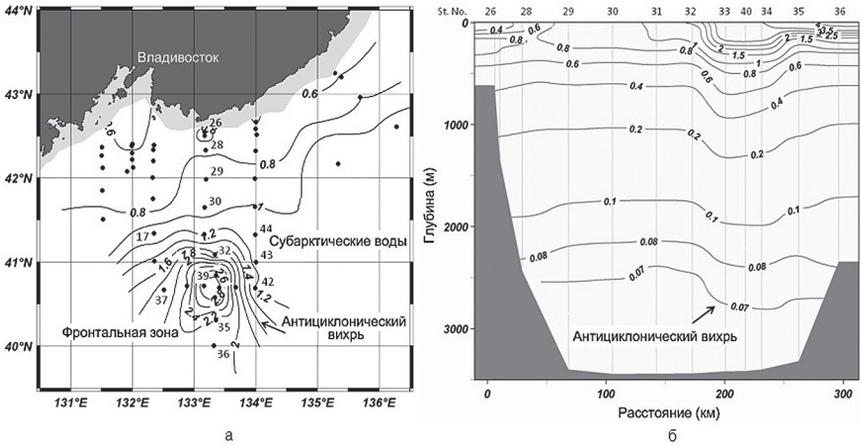


Рис. 1. Распределение температуры (°C) морской воды на глубине 150 м (а) и вдольмеридиональный разрез температуры, пересекающий антициклонический вихрь (б) в северо-западной части Японского моря в окрестности возвышенности Ямато

Основные результаты этой работы связаны с физическим обоснованием сделанных предположений [5] на основе обоснованной [6] формулировки первого закона термодинамики (применимой для вращающейся с постоянной угловой скоростью Ω системы координат):

$$dU_{\tau} + dK_{\tau} + d\pi_{\tau, \text{тер}} = \delta Q + \delta A_{\text{нр}, \partial\tau} + dG_{\text{тер}} \delta A_{\text{тидал}, \text{с}, \tau} \quad (1)$$

которая помимо классических членов (dU_{τ} и δQ) учитывает приращение dK_{τ} макроскопической кинетической энергии [7]; приращение $d\pi_{\tau, \text{тер}}$ [6] гравитационной потенциальной энергии в гравитационном поле Земли; дифференциальное энергетическое гравитационное воздействие $dG_{\text{тер}}$ [6] (определяемое земным нестационарным гравитационным полем); обобщенную дифференциальную работу $\delta A_{\text{нр}, \partial\tau}$ [7], производимую непотенциальными силами напряжений, действующими на граничную поверхность $\partial\tau$ деформируемого континуального объема τ (с распределением плотности ρ и с границей $\partial\tau$); а также обобщенную дифференциальную (в течение интервала времени dt) работу [6]

$$\delta A_{\text{тидал}, \text{с}, \tau} = dt \iiint_{\tau} \left(\mathbf{v} \cdot (\mathbf{F}_{\text{тидал}} - [\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]]) \right) \rho dV, \quad (2)$$

производимую приливыми ($\mathbf{F}_{\text{тидал}}$) и центробежными ($[\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]]$) силами, действующими на континуальный объем dV , движущийся со скоро-

стью ν . На основе обобщенной формулировки (1) сделано обоснование локального условия

$$\varepsilon_{\text{dis}} = \varepsilon_{\text{dis,t}} + \varepsilon_{\text{dis,v}} + \varepsilon_{\text{dis,c}} = P(z) \quad (3)$$

квази-стационарности энергетической и диссипативной структуры синоптического топографически захваченного вихря (а также внутреннего прилива), означающее, что локальная скорость производства бароклинной кинетической энергии в единице массы $P(z,x)$ (вычисленная из модели [8] линейного внутреннего прилива, генерируемого двумерной неоднородностью рельефа дна под действием периодического баротропного прилива полусуточного периода) равна полной скорости ε_{dis} диссипации энергии в единице массы за счет неоднородной температуры ($\varepsilon_{\text{dis,t}}$ [9]), сдвиговой вязкости и сдвига скорости ($\varepsilon_{\text{dis,v}}$ [7, 9]), а также сдвиговой вязкости, объемной вязкости и сжимаемости ($\varepsilon_{\text{dis,c}}$ [7, 9]).

На основе данных измерений, выполненных CTD – зондом 25.02-9.03 2003 г. в ходе 30-го рейса НИС “Академик М.А. Лаврентьев”, и рассчитанных [3] пространственных спектров $E_1(k)$ волновых и турбулентных температурных флуктуаций, была обоснована [3] параметризация для скорости вязкой диссипации турбулентной кинетической энергии в единице массы $\varepsilon_{\text{dis,v}}(z)$, которая использовалась [4, 5] для вычисления средних распределений $\overline{\varepsilon_{\text{dis,v}}(z)}$ по глубине z для всех станций в четырех выделенных областях. Для четырех анализируемых областей и всех станций также были рассчитаны [4] распределения средних скоростей необратимой теплопроводностной диссипации кинетической энергии в единице массы $\varepsilon_{\text{dis,v}}(z)$.

Были рассчитаны [5] распределения осредненной (по всем станциям каждой области) локальной средней скорости вязко-теплопроводностной диссипации кинетической энергии в единице массы $\langle \varepsilon_{\text{dis}}(z) \rangle = \langle \varepsilon_{\text{dis,v}}(z) \rangle + \langle \varepsilon_{\text{dis,t}}(z) \rangle$ за счет одновременного влияния вязкости и теплопроводности, но без учета сжимаемости морской воды. В результате проведенных расчетов [5] было установлено для ядра (рис. 2 а) рассматриваемого синоптического вихря и для области субарктических вод (рис. 2 г) наличие квази-линейной пропорциональности (которая следует из условия (3) квази-стационарности):

$$\langle \overline{\varepsilon_{\text{dis}}(z)} \rangle_n \propto \langle P(z) \rangle_n \quad (4)$$

между нормированной осредненной (по всем станциям каждой из двух областей) локальной средней скоростью вязко-теплопроводностной диссипации кинетической энергии в единице массы $\langle \varepsilon_{\text{dis}}(z) \rangle_n$ и нормированной осредненной мощностью $\langle P(z) \rangle_n$ (рассчитанной из линейной двумерной модели [8]) генерации бароклинной кинетической энергии

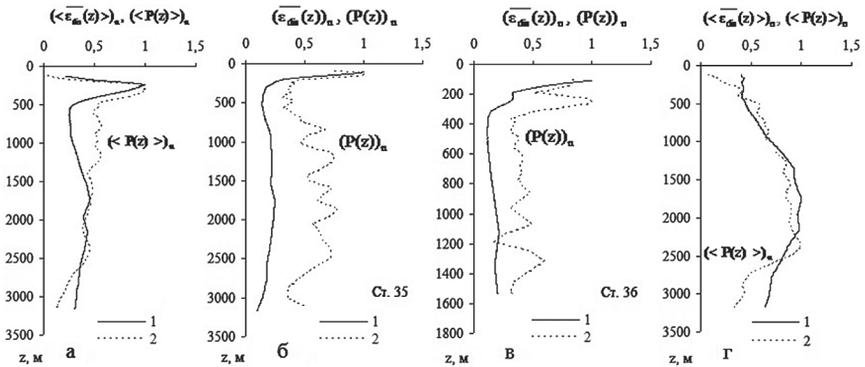


Рис. 2. Рассчитанные [5] вертикальные распределения $\langle \overline{\varepsilon_{\text{dis},v}(z)} \rangle_n$ и $\langle P(z) \rangle_n$ по всем станциям ядра вихря (а) и по всем станциям субарктических вод (г). Рассчитанные [5] вертикальные распределения $\langle \overline{\varepsilon_{\text{dis},v}(z)} \rangle_n$ и $P(z)_n$ на станции 35 границы вихря (б) и на станции 36 фронтальной зоны (в)

поверхностным баротропным приливом благодаря взаимодействию поверхностного баротропного прилива с локально квази-двумерной неоднородностью рельефа дна в окрестности вытянутой в северо-восточном направлении банки Ямато. Удовлетворительное выполнение пропорциональности (4) (на рис. 2 а и на рис. 2 г) подтверждает сделанное (первое) предположение [5], что неоднородность рельефа дна в совокупности с периодическими колебаниями приливных течений является подпитывающим механизмом поддержания энергетики синоптического вихря в его ядре (где эффекты сжимаемости незначительны, за исключением диапазона глубин от 500 м до 1250 м), а также энергетики внутреннего прилива (в области субарктических вод, где также эффекты сжимаемости незначительны).

Для границы вихря (рис. 2б) и фронтальной зоны (рис. 2в) было выявлено [5] двукратное преобладание нормированной мощности $P(z)_n$ (генерируемой бароклинной кинетической энергии поверхностным баротропным приливом, взаимодействующим с локально квази-двумерной неоднородностью рельефа дна в окрестности возвышенности Ямато) по сравнению с нормированной локальной средней скоростью вязко-теплопроводной диссипации кинетической энергии в единице массы $\overline{\varepsilon_{\text{dis}}(z)}_n$. Принимая во внимание выведенное на основе обобщения (1) условие (3) квази-стационарности энергетической и диссипативной структуры мезомасштабного топографически захваченного вихря, логично заключить, что причина этого отличия (на рис. 2б и на рис. 2в) связана со значительной (для границы вихря и фронтальной зоны, где осо-

бенно сильно проявляются струйные вторжения в ядро вихря [2, 3, 4]) ранее отмеченной [1] диссипацией, связанной со сжимаемостью морской среды, что подтверждает (второе) сделанное предположение [5] о наличии значительной диссипации турбулентной кинетической энергии для фронтальной зоны и границы вихря.

Литература

1. Акуличев В.А., Бугаева Л.К., Моргунов Ю.Н., Соловьев А.А. Влияние теплового антициклонического вихря на распространение звука в северо-западной части Тихого океана // Докл. РАН. 2011. Т. 441. № 6. С. 821-824.
2. Лобанов В.Б., Пономарев В.И., Салюк А.Н., Тищенко П.Я., Тэлли Л.Д. Структура и динамика синоптических вихрей северной части Японского моря // Дальневосточные моря России. В 4 кн., отв. ред. В.А. Акуличев. Книга 1. Океанологические исследования, отв. ред. В.Б. Лобанов и В.А. Лучин. М.: Наука, 2007. С. 450-473.
3. *Simonenko S.V., Lobanov V.B.* Dissipative structure of turbulence in mesoscale eddy // Selected papers of The International Conference: "Fluxes and structures in fluids: Physics of geospheres", 27-30 September 2011, Vladivostok. М.: Nauka, 2012. P. 106-112.
4. *Simonenko S.V., Lobanov V.B., Sereda A.V.* Dissipative and energy structure of turbulence and internal gravity waves in mesoscale eddy of the Japan Sea // Abstract book of the 2nd Russia-China Symposium on Marine Science: "Marine environmental and resources in XXI century", 10-13 October 2012. Vladivostok: FEB RAS, 2012. P. 167-168.
5. *Симоненко С.В., Лобанов В.Б., Середя А.В.* Приливной механизм поддержания энергетической и диссипативной структуры синоптического вихря Японского моря. В кн.: Материалы докладов VIII Всероссийского симпозиума «Физика геосфер». Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2013. С. 416-420.
6. *Simonenko S. V.* Fundamentals of the non-equilibrium statistical thermohydrodynamic theory of the small-scale dissipative turbulence and the deterministic thermohydrodynamic theory of the global seismotectonic, volcanic and climatic activity of the Earth // International Journal of Engineering Science Invention. 2014. V. 3. N 10. P. 22-58.
7. *Simonenko S. V.* Non-equilibrium Statistical Thermohydrodynamics of Turbulence. М.: Nauka, 2006. 174 p.
8. *Baines P.G.* On internal tide generation models // Deep-Sea Res. 1982. V. 29. P. 307-338.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. Т. 6. 736 с.

РАСЧЕТ СЕЙШЕВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЗАЛИВЕ ПОСЬЕТА

С.В. Смирнов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматизации и процессов управления
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
smirnoff@iacp.dvo.ru*

Практическая важность исследований волновых режимов в реальных водоемах связана, например, с возбуждением резонансных колебаний больших амплитуд, способствующих интенсификации природных катастрофических явлений, таких как штормовые нагоны, сейши и цунами. Аналитические методы здесь эффективны в случае простой геометрии задачи. В случае природных водных бассейнов переменной глубины с изрезанной береговой линией необходимы численные методы. Примером сложной колебательной системы является залив Посьета Японского моря, который вдается в берег между мысом Сулова и отстоящим на 15,8 мили к востоку от него мысом Гамова. В работе представлены результаты изучения пространственно-временных параметров сейшевых колебаний в заливе Посьета с применением спектрально-разностной модели и натурных данных с автоматизированного поста сети наблюдения за уровнем моря российской службы предупреждения о цунами. Спектрально-разностная модель была применена при исследовании свойств сейшевых колебаний отдельных акваторий залива Петра Великого Японского моря [1, 2] и сейшевых колебаний озера Байкал [3].

С автоматизированного поста “Посьет” (42,65°N, 130,8°E) поступают данные измерений уровня с дискретностью 1 мин. На предварительном этапе обработки натурных данных из выборки были вычтены приливные компоненты, вычисленные с применением методики гармонического анализа приливов. Для подавления низкочастотного тренда данных применен фильтр верхних частот с окном Кайзера-Бесселя. По окончании фильтрации отброшены начальный и конечный участки ряда размером в половину окна фильтра. Для получения сглаженных спектральных оценок временные последовательности были разбиты на отрезки по 27 суток, перекрывающиеся на половину длины. График спектральной плотности мощности, полученной осреднением двусторонних выборочных спектров, вычисленных с применением оконной функции Хемминга

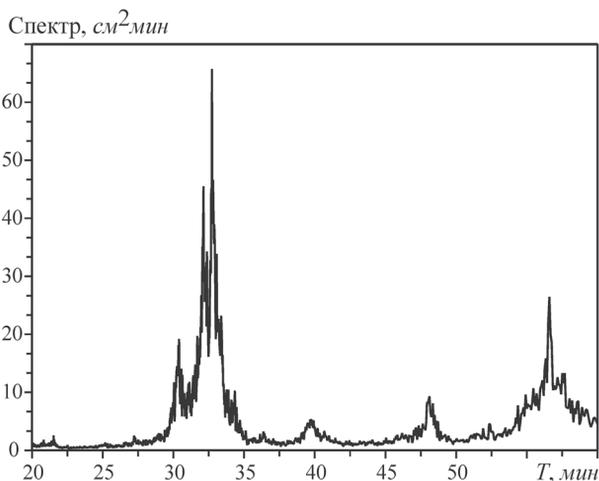


Рис. 1. Оценка осредненной спектральной плотности мощности колебаний в заливе Посьета

по каждому из отрезков, представлен на рисунке 1, где по оси абсцисс – значения периодов в минутах. На графике видны хорошо выделенные группы пиков с периодами в окрестностях 30, 33 и 56 мин. Кроме того, небольшие пики расположены в окрестностях 40 и 48 мин.

Основные аспекты реализации спектрально-разностной модели изложены в [2]. Модель основана на линеаризованной системе уравнений мелкой воды в сферической системе координат, где все переменные подчиняются гармоническому закону по времени. Спектрально-разностные аналоги уравнений мелкой воды строятся на нерегулярной треугольной сетке с учетом сохранения объема и энергии. После исключения сеточных функций для компонент скорости получаем спектрально-разностную задачу для комплексной амплитуды уровня, для решения которой применяем пакеты линейной алгебры PETSc и SLEPc. Построение треугольной сеточной области производится с применением меркаторской проекции. На поверхность цилиндра проекции отображается береговая линия, во внутренней области размещаются примыкающие к границе равносторонние треугольники заданного размера. Остальная внутренняя часть заполняется примыкающими треугольниками, размеры которых постепенно увеличиваются до некоторого значения. Выполнив обратное отображение на сферу, получаем сферическо-геодезическую треугольную сетку. Чтобы избежать трудностей с формулировкой условий на жидкой границе, в расчетную область вместе с исследуемой акваторией вклю-

чено Японское море. Наиболее подробно на сетке описаны внутренние акватории залива Посьета. Применяемый численный метод позволяет непосредственно получить набор периодов и соответствующих форм сейшевых колебаний.

С применением спектрально-разностной модели были вычислены наборы периодов и соответствующих форм сейшевых колебаний, соответствующих выделенным окрестностям периодов. В качестве примера на рисунках 2 и 3 показаны формы сейшевых колебаний с периодами 32,1 и 40,1 мин соответственно. Решения представлены безразмерными нормированными действительными частями комплексных амплитуд уровня,

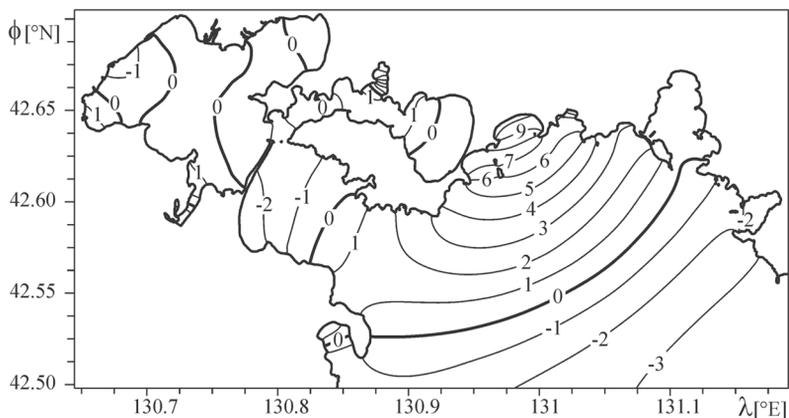


Рис. 2. Форма сейшевого колебания с периодом 32,1 мин

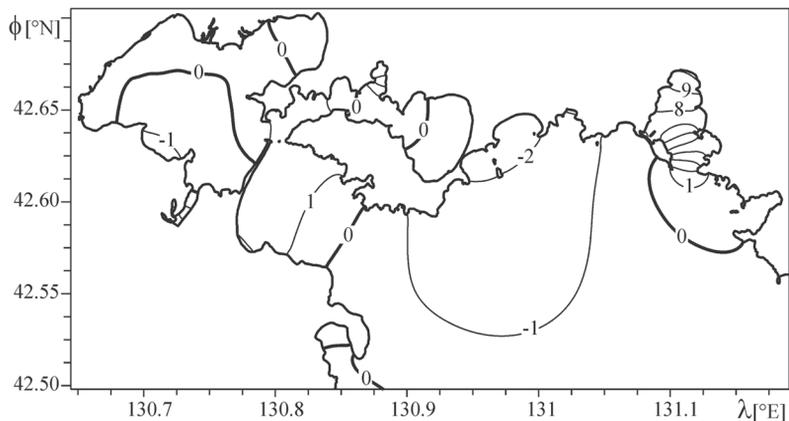


Рис. 3. Форма сейшевого колебания с периодом 40,1 мин

у которых максимальные значения модулей равны 10. По осям указаны географические долгота λ и широта ϕ . Решение с периодом 32,1 мин характеризуется максимумом в бухте залива Китовый. Решение с периодом с периодом 40,1 мин характеризуется максимальными амплитудами в бухте Троицы.

Результаты спектрально-разностной модели могут быть применены, например, при планировании размещения разнесенной системы датчиков на акваториях залива Посъета, необходимой для детального изучения длинноволновых резонансных колебаний в заливе. Оптимальное расположение датчиков должно соответствовать пучностям сейшевых колебаний с максимальными амплитудами.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН “Фундаментальные проблемы математического моделирования” и Программы ДВО РАН “Дальний Восток” (проекты 15-I-1-034 и 15-I-4-051).

Литература

1. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Смирнов С.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Инфразвуковые колебания Японского моря // Доклады академии наук. 2011. Т. 441. №1. С.98-102.
2. Смирнов С.В. О расчете сейшевых колебаний средней части залива Петра Великого // Сиб. журн. вычислит. матем. 2014, Т. 17, № 2 С. 203–216.
3. Смирнов С.В., Кучер К.М., Гранин Н.Г., Стурова И.В. Сейшевые колебания Байкала // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. №1. С. 105-116.

ВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ ТРИГГЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ ДЛЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С МАГНИТУДАМИ M5-M6 ВДОЛЬ СЕВЕРНОЙ ГРАНИЦЫ АМУРСКОЙ МИКРОПЛИТЫ

С.В. Трофименко^{1,2}

¹*Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина
ДВО РАН, Хабаровск,*

²*Северо-Восточный федеральный университет
им. М.К. Аммосова, Якутск,
urovsky@yandex.ru*

В пределах зон взаимодействия Евразийской литосферной плиты с Амурской микроплитой по результатам сейсмологического анализа выделяются сейсмические зоны, сформированные внутриконтинентальными землетрясениями с залеганием гипоцентров в пределах от 5 до 40 км.

Область исследования охватывает сегменты северной, северо-восточной и восточной границ Амурской микроплиты, западным ограничением которой выбрано Темулякит-Джелтулакское сгущение эпицентров землетрясений субдолготного простирания, контролируемая Темулякитскими (Олекминскими) системами разломов [1]. Северная граница трассируется полосой эпицентров землетрясений субширотного простирания от области меридиональных Темулякитских (Олёмминских) разломов до Удской губы Охотского моря [2]. Центральная область сформирована динамическим взаимодействием кристаллических комплексов Алданского щита Сибирской платформы и Становой складчатой системы, где по данным инструментальных наблюдений выделена Олекмо-Становая сейсмическая зона (ОСЗ) в пределах 56-58° СШ и 120-139° ВД. Параллельно данной сейсмической зоне в полосе 54-56° СШ по сейсмологическим данным авторами [3] выделяется отдельная Тукурингра-Джагдинская сейсмическая зона (ТДЗ).

Моделированием сезонных смещений блока земной коры в годовых циклах установлено [4], что с достоверностью 95% траекторию движения блока можно аппроксимировать кривой нелинейного типа в виде бризера, одного из решений уравнения \sin -Гордона. Результаты моделирования показали, что деформации земной поверхности, регистрируе-

мые в зонах активизированных геологических структур, представляет собой волновой процесс в виде суммы отклонений различных порядков и периодов, вызванных переменными нагрузками на геологическую среду. Причем скорость изменения модуля горизонтального смещения блока идентична изменению скорости вращения Земли в течение года, максимальна в январе и июле и минимальна в марте и сентябре.

Для проверки возможной зависимости сейсмической активности от фазы изменения скорости вращения Земли был произведен расчет числа землетрясений с магнитудами от $M=2$ до $M=4$ при группировании событий на спадах, увеличениях, минимумах и максимумах скорости. Расчет количества землетрясений по трехмесячным периодам в различных фазах движения показал, что максимум сейсмической активности проявляется в зимне-летний период, минимум – в весенне-осенний (рис.1). То есть сейсмичность увеличивается при уменьшении скорости.

Данные результаты моделирования послужили основанием для группирования землетрясений по фазовому признаку. То есть землетрясения в интервалах магнитуд от $M=5$ до $M=6$ объединяются в две группы не по фазам земных приливов, как это принято [5, 6, 7], а по фазам максимумов и минимумов сейсмической активности, которые в соответствие с изложенными моделями и результатами отражают факт группирования

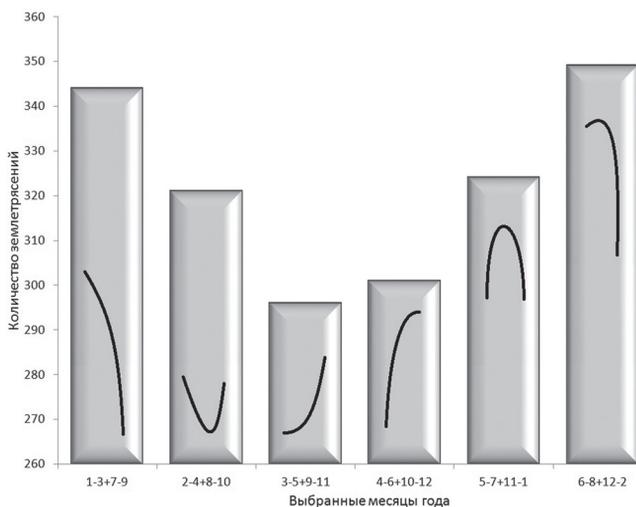


Рис. 1. Распределение количества землетрясений по фазам изменения модуля скорости горизонтального смещения блока. Цифры горизонтальной оси диаграммы – цифровой идентификатор месяца года. Кривые на диаграмме – примерный график изменения скорости вращения Земли

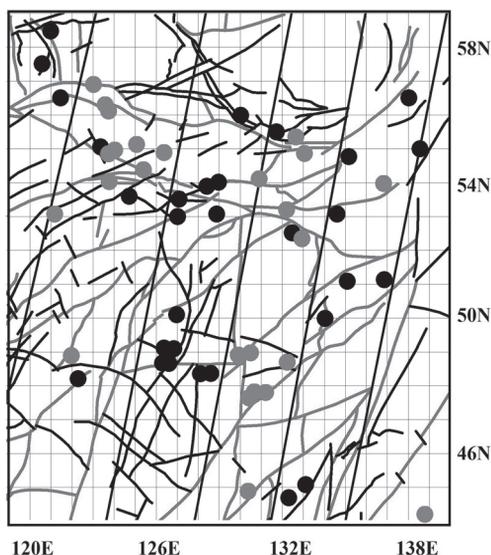


Рис. 2. Группирование эпицентров землетрясений вдоль северной границы Амурской микроплиты. Обозначения: цифрами 1-4 обозначены области группирования землетрясений в фазах «сжатия-расширения» земной коры. Вынесены основные известные разломы различной кинематики из системы Станового Структурного шва и системы Тан Лу. На вставке – обзорная карта с общепринятым мировым обозначением коровых и литосферных плит

но, что для зоны взаимодействия Амурской микроплиты и Евразийской литосферной плиты распределение количества землетрясений, сгруппированных по фазам изменения скорости вращения Земли, отличается от равномерного распределения (рис.1).

Максимумы статистических кривых относятся к периодам уменьшения скорости движения блока. В эти периоды происходит разворот вектора горизонтального движения [8]. Это может означать, что блоки земной коры находятся в состоянии наибольшего кинематического взаимодействия, что и приводит к увеличению количества слабых землетрясений, в нашем случае с магнитудами от $M=2$ до $M=4$ [8].

Иными словами, движение блока, вызванное деформационной волной, в ансамбле блоков приводит к изменению или перераспределению энергии упругих деформаций и, как следствие, к изменению в сейсмическом процессе.

землетрясений по фазам прохождения деформационной нелинейной волны «сжатия-расширения».

На рис. 2 представлено пространственное распределение эпицентров землетрясений с магнитудами от $M=5$ до $M=6$. Землетрясения сгруппированы по периодам из 6-ти месяцев «январь, февраль, март+июль, август, сентябрь», которые обозначены темными кружками, и «апрель, май, июнь+октябрь, ноябрь, декабрь» (светлые кружки). Зоны с группами землетрясений с одинаковой фазой изменения скорости разделены субмеридиональными прямыми.

Первыми результатами по изучению статистических распределений количества землетрясений в годовых циклах было установлено,

Пространственное распределение и группирование эпицентров землетрясений с магнитудами от $M=5$ до $M=6$ по фазам изменения скорости вращения Земли позволяет сделать предположение, что землетрясения формируются в различных геодинамических условиях. То есть деформационная волна в фазе «сжатия» инициирует сейсмический процесс в области преобладающего горизонтального сжатия земной коры, а в фазе «расширения» – в области растяжения земной коры. Незначительное преобладание землетрясений в зимне-летний период может быть следствием, того что форма деформационной волны возмущения не симметрична.

Основанием для данного предположения служит тот факт, что форма траектории движения блока земной коры в виде бризера имеет остроконечный максимум и растянутый минимум. То есть июльский разворот вектора горизонтального движения происходит быстрее чем январский. В нашей модели это означает, что триггерный эффект от деформационной волны более значим в области сжатия земной коры, по крайней мере для исследуемой области внутриконтинентальных землетрясений северной границы конвергентного взаимодействия Амурской коровой и Евразийской литосферных плит.

Выделенные сейсмические кластеры объединяют системы разломов различной кинематики. Данный результат корреспондирует с развиваемыми теоретическими моделями, в рамках которых внутриконтинентальная сейсмичность ассоциируется с коллективной активизацией систем разломов под действием волновых процессов в литосфере.

Математическое моделирование и геометрические построения позволили сделать вывод о том, что сейсмический процесс, отражающий поле современных внутриконтинентальных эпицентров землетрясений, на фоне случайного распределения отдельно взятого землетрясения в пространстве и времени, формируется под воздействием внешних периодических силовых полей и отражает коллективное поведение, механически связанных систем разломов, в виде одновременной активизации кластеров в интервале магнитуд от $M=5$ до $M=6$. Это послужило основанием для принятия рабочей гипотезы о взаимозависимой активизации разнородных структурных элементов земной коры под воздействием деформационных волн типа «сжатие-расширение» [9].

Работа выполнена по программе «Дальний Восток», грант Дальневосточного отделения РАН 15-I-2-014, при частичной финансовой поддержке государственного задания №5.1771.2014/К Министерства образования и науки России.

Литература

1. *Ovsyuchenko A. N., Trofimenko S. V., Marakhanov A. V., Karasev P. S., and Rogozhin E. A.* Seismotectonics of the Transitional Region from the Baikal Rift Zone to Orogenic Rise of the Stanovoi Range. *Geotectonics*, 2010, Vol. 44, No. 1, pp. 25–44, Doi: 10.1134/S0016852110010036.
2. *Ovsyuchenko, A.N., Trofimenko, S.V., Marakhanov, A.V., Karasev, P.S., and Rogozhin, E.A.* (2009). Source Zones of Strong Earthquakes in Southern Yakutia as Inferred from Paleoseismogeological Data. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, Vol. 45, No. 2, pp. 101–117, DOI:10.1134/S1069351309020025.
3. *Имаева Л.П., Имаев В.С., Козьмин Б.М.* Сейсмогеодинамика Алдано-Станового блока // Тихоокеанская геология. 2012. Т. 31. № 1. С. 5-17.
4. *Trofimenko S.V., Vykov V.G.* 2014. The model of crustal block movement in the South Yakutia geodynamic testing area based on GPS data. *Russian Journal of Pacific Geology*, V. 8. №4. pp. 247-255, doi: 10.1134/S1819714014040071.
5. *Гольдин С.В., Тимофеев В.Ю., М. ван Раумбеке, Ардюков Д.Г., Лаврентьев М.Е., Седусов Р.Г.* Приливная модуляция слабой сейсмичности для южной части Сибири // Физическая мезомеханика. 2008. № 11. С. 81-93.
6. *Николаев А.В.* Реакция сильных землетрясений на фазы земных приливов // Физика Земли. 1996. № 11. С. 49-58.
7. *Салтыков В.А., Иванов В.В., Кугаенко Ю.А.* Воздействие земных приливов на сейсмичность перед землетрясением 13 ноября 1993 года Mw=7.0 (Камчатка) // Физика Земли. 2004. № 7. С. 25-34.
8. *Трофименко С.В., Быков В.Г., Меркулова Т.В.* Миграция сейсмической активности в зоне конвергентного взаимодействия Амурской и Евразийской литосферных плит // Вулканология и сейсмология. 2015. № 3. С. (в печати).
9. *Vykov, V.G.* 2014. Sine-Gordon equation and its application to tectonic stress transfer. *Journal of Seismology*, 18, 497-510.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ЛИТОСФЕРЫ

А.Н. Четырбоцкий

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки геологический институт Дальневосточного отделения Российской академии наук,
Chetyrbotsky@yandex.ru*

В рамках представлений о соответствии литосферы слою мелкой воды на поверхности вращающейся сферы рассмотрена численная модель ее динамики. Для вращающейся притягивающей сфере уравнения модели имеют вид [1]:

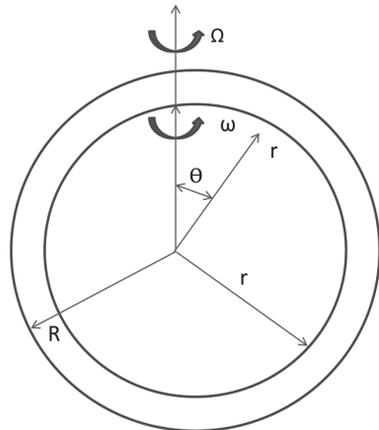
$$\begin{aligned} DU/Dt + f_0 h_\theta - w^2 ctg(\theta) + r_0 w \cos(\theta) &= 0, \\ Dw/Dt + f_0 h_\varphi / \sin(\theta) + uwctg(\theta) - r_0 u \cos(\theta) &= 0, \\ Dh/Dt + h_\varphi [u \sin(\theta) \square_\perp \theta + w_\perp \varphi] / \sin(\theta) &= 0, \end{aligned}$$

где $D/Dt = \partial_\tau + u \partial_\varphi + (\sin\theta)^{-1} w \partial_\theta$ полная производная вдоль поверхности сферы (нижний индекс у частной производной указывает на частную производную); текущее время; $0 < \theta < \pi$ дополнение до широты; $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ долгота; u, w – меридиональная и долготная компоненты скорости; $0 < h$ глубина слоя жидкости. Положительным считается направление определяется стрелками на рисунке (с севера на юг и с запада на восток). Здесь внешняя часть и внутренняя части сферы вращаются с угловыми скоростями Ω и ω соответственно.

Безразмерные параметры r_0 и f_0 связаны с числами Россби $R_0 = V_0/2R\Omega$ и Фруда $F = V_0 \sqrt{gh_0}$ (V_0 и h_0 характерные значения скорости и глубины слоя) соотношениями $r_0 = 1/R_0$ и $f_0 = F^{-2}$. При записи уравнений также полагается малым параметр $\varepsilon = h_0/R$ малой воды.

Литература

1. Иванова А.В., Чупахин А.П. О закружающем источнике в модели мелкой воды на вращающейся сфере // Нелинейная динамика. 2008. Т.4. № 2. С.133-144.



Сферическое кольцо области
вычислений

О РАСПРОСТРАНЕНИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ С ФЛУКТУАЦИЯМИ СКОРОСТИ ЗВУКА

И.О. Ярощук, О.Э. Гулин

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
yaroshchuk@poi.dvo.ru*

Распространение звукового сигнала в естественных морских условиях всегда является случайным процессом. Параметры среды, в первую очередь скорость звука, флуктуируют в пространстве и времени под воздействием многих факторов, имеющих различные масштабы и интенсивность. Поэтому разработка статистических моделей, проливающих свет на особенности распространения звука в случайном море, является важной и актуальной проблемой подводной акустики [1]. В настоящем докладе продолжаем развитие подхода к моделированию статистических характеристик низкочастотного акустического поля в мелком море зоны океанского шельфа.

Рассмотрим морскую среду, состоящую из водного слоя и слоя жидких осадков, с горизонтальными поверхностями. Пусть в водной толще с постоянной плотностью ρ_0 , средняя скорость звука $c_0(z)$ испытывает слабые двумерные флуктуации $c(r,z) = c_0 + \delta c(r,z)$, $|\delta c/c_0| \ll 1$, (r,z) – координаты цилиндрической системы. Слой жидких осадков является однородным с постоянными значениями плотности, скорости звука и поглощения: ρ_1, c_1, β_1 . Далее полагаем, что случайное поле $\varepsilon(r,z) = -2\delta c(r,z)/c_0$ гауссово и описывается следующей анизотропной корреляционной функцией ($\langle \varepsilon(r,z) \rangle = 0$):

$$B_\varepsilon(r_1 - r_2, z_1 - z_2) \equiv \langle \varepsilon(r_1, z_1) \varepsilon(r_2, z_2) \rangle = \sigma_\varepsilon^2 \exp \left[- \left(L_r^{-1} |r_1 - r_2| + L_z^{-1} |z_1 - z_2| \right) \right],$$

где величины L_r и L_z характеризуют масштабы пространственной корреляции по горизонтали и глубине, а σ_ε^2 – безразмерная интенсивность флуктуаций. Выбор вида корреляционной функции не ограничивает общности выводов.

Волновое поле $p(r,z)$ точечного монохроматического источника, расположенного в точке $(0, z_0)$, удовлетворяет линейным уравнениям аку-

стики со случайными коэффициентами и в волновой зоне может быть представлено разложением по локальным модам нерегулярного волновода (нормированная величина плотности в воде положена 1):

$$p(r, z) = \sum_m G_m(r) \varphi_m(r, z); \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi_m(r, z) + [k^2(r, z) - \kappa_m^2(r)] \varphi_m(r, z) = 0.$$

Собственные функции φ_m на поверхности ($z = H$) и на дне ($z = 0$) океана удовлетворяют следующим граничным условиям: $\varphi_m(r, H) = 0$, $\varphi_m(r, 0) + g_0(r) \varphi'_m(r, 0) = 0$, где $g_0(r)$ характеризует импеданс дна, а случайная функция $k^2(r, z) = k_0^2(z)[1 + \varepsilon(r, z)]$, $k_0 = \omega/c_0(z)$. В работах [2,3] показано, что для мелкого моря с типичной слабой интенсивностью флуктуаций главные статистические эффекты учитываются в рамках адиабатического приближения метода поперечных сечений:

$$G_m(r) = A_m(r) \exp\{i \int_L^r d\xi \kappa_m(\xi)\}, \quad (2)$$

которое описывает накапливающееся с дистанцией влияние слабых неоднородностей. В то же время межмодовое взаимодействие для таких неоднородностей является лишь некоторой знакопеременной добавкой к решению, мало зависящей от расстояния, и потому им можно пренебречь в условиях мелкого моря и диапазона частот ниже 1-2 кГц.

Второй статистический момент поля давления (средняя интенсивность звукового поля), представленный посредством некогерентной и когерентной сумм, имеет вид:

$$\langle |p|^2 \rangle = \sum_n \langle |G_n|^2 |\varphi_n|^2 \rangle + \sum_{(n \neq m)} \langle G_n G_m^* (\varphi_n \varphi_m^*) \rangle. \quad (3)$$

Далее приведены результаты статистического моделирования, использующие представления (2)-(3) для решения исходной стохастической задачи (1). В качестве модели для вычислений был выбран мелководный трехслойный волновод с регулярным термоклинном и двумерными флуктуациями скорости звука $\delta c(r, z)$ (рис. 1): $H = 50$ м, приповерхностный слой $H - h_1 = 15$ м, где $c_0(z) = 1525$ м/с и интенсивность флуктуаций $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-6}$, придонный слой $h_2 = 10$ м, где $c_0(z) = 1500$ м/с и $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-6}$, слой линейного термоклина $h_1 - h_2 = 25$ м, где $1500 \text{ м/с} \leq c_0(z) \leq 1525 \text{ м/с}$ и $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-5}$. $\rho_1/\rho_0 = 2$, $n_0 = c_0/c_1 = (1500/1600)(1 + i\beta_1)$, $\beta_1 = 0.01$, где ρ_1 , c_1 , β_1 – параметры однородного жидкого дна.

Средняя интенсивность $\langle I \rangle = \langle |p|^2 \rangle$ рассчитывалась по ансамблю из 1000 случайных реализаций. Хорошо видно, что по сравнению с детерминированной задачей происходит сглаживание интенсивности поля с

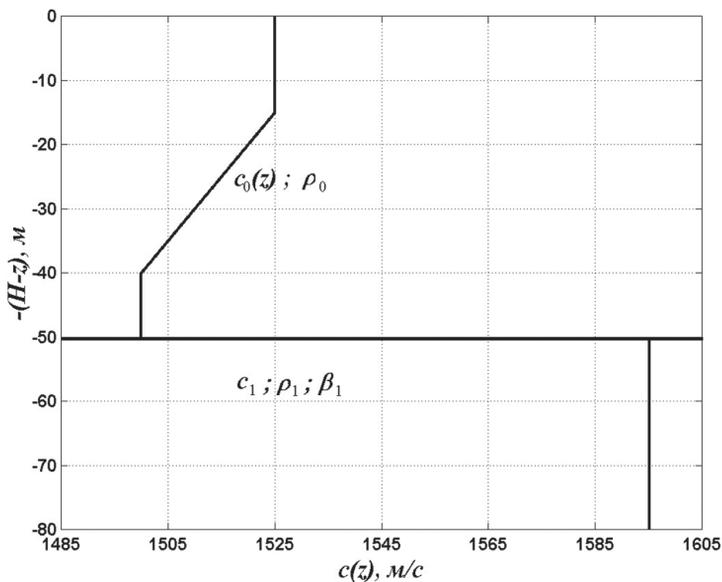


Рис. 1. Регулярная гидрология модели

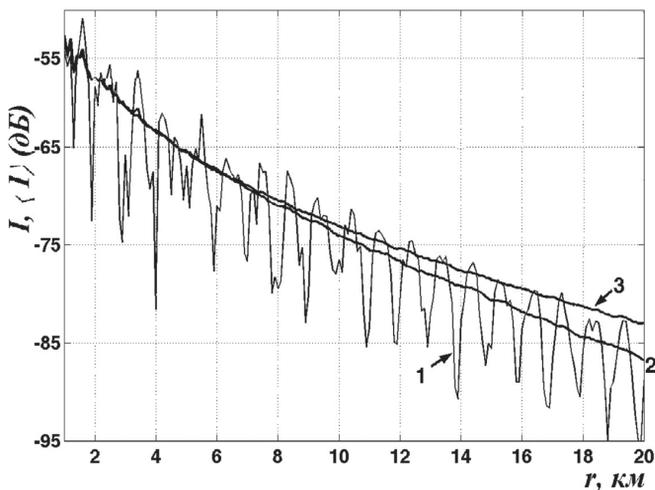


Рис. 2. Потери при распространении, представленные относительно значения интенсивности в свободном поле на расстоянии 1 м от источника. Осциллирующая кривая 1 – детерминированная модель $\varepsilon = 0$. Кривая 2 - наличие двумерных флуктуаций скорости звука $\varepsilon(r, z)$ с корреляционной функцией (1) и масштабами $L_r = 1000$ м, $L_z = 1$ м. Кривая 3 - наличие слоистых флуктуаций скорости звука $\varepsilon(z)$. Источник расположен на глубине $z_0 = 10$ м, горизонт наблюдения $z = 30$ м от поверхности моря

расстоянием и заметное замедление спада кривой потерь при распространении. Данная закономерность, установленная ранее на примере статистических задач со слоистыми случайными неоднородностями скорости звука, справедлива и для флуктуаций скорости звука, зависящих от горизонтальной координат, то есть двумерных флуктуаций. В море формируется стохастический волновод, в котором моды в среднем становятся более скользящими. Как результат, на дистанциях $r > 10$ км наблюдается постепенный подъем уровня средней интенсивности звукового поля над уровнем интенсивности, соответствующим детерминированным условиям распространения.

Литература

1. Colosi J.A., Duda T.F. and Morozov A.K. // J. Acoust. Soc. Am. 2012. Vol. 131(2). P. 1749-1761.
2. Gulin O.E., Yaroshchuk I.O. Simulation of underwater acoustical field fluctuations in range-dependent random environment of shallow sea // Journ. Comp. Acoust. 2014. Vol. 22, No. 1. 1440006(1-14).
3. Гулин О.Э., Ярошчук И.О. К теории низкочастотных акустических полей в случайно-неоднородном океане // Докл. АН. 2014. Т. 458, № 1. С. 97-101.

Научное издание

«ФИЗИКА ГЕОСФЕР»

Девятый Всероссийский симпозиум
21-24 сентября 2015г., Владивосток, Россия

Материалы докладов

Составитель *О.В. Новикова*
Художник *Г.П. Писарева*
Технический редактор *В.М. Мошкина*
Оператор верстки *О.Ю. Полянская*

Материалы докладов печатаются в авторской редакции
минуя редподготовку в Дальнауке

Подписано к печати 00.00.2015.
Бумага офсетная. Формат 60×90/16. Печать офсетная.
Усл. п. л. 0,0. Уч.-изд. л. 0,0. Тираж 200 экз. Заказ

ФГУП «Издательство Дальнаука»
690041, г. Владивосток, ул. Радио, 7
Тел. 231-23-59. E-mail: irina@dnph.dvo.ru

Отпечатано в Информационно-полиграфическом
хозрасчетном центре ТИГ ДВО РАН
690041, г. Владивосток, ул. Радио, 7