

ОТДЕЛЕНИЕ НАУК О ЗЕМЛЕ РАН

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР РАН



ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 3

Москва
ГЕОС
2012

УДК 523.6; 532.5; 533; 539.3; 550.3, 550.4, 550.5; 551.2, 551.5; 553.21; 622.0

Динамические процессы в геосферах. Выпуск 3: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2012. – 176 с.

ISSN 2222-8535

Предлагаемый вашему вниманию очередной выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах. Выпуск 3» сгруппирован в соответствии с научными направлениями Института в четыре раздела. Совокупность разделов отражает своеобразие научного коллектива ИДГ РАН, объединяющего ученых из различных областей наук о Земле: геомехаников, сейсмологов, геологов, специалистов по ионосфере, атмосферным процессам, физиков и математиков.

Сборник рассчитан на геофизиков широкого профиля, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей, лиц, интересующихся проблемами геофизики.

Редакционная коллегия:

С.Б. Турунтаев (ответственный редактор),

С.Б. Кишкина, Д.Н. Краснощеков, Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов, Г.В. Печерникова,

В.В. Ежакова (секретарь).

©ИДГ РАН, 2012

©ГЕОС, 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
Глава 1. ЭВОЛЮЦИИ И ЭНЕРГЕТИКА ВНУТРЕННИХ ГЕОСФЕР	9
Об анизотропии скорости во внутреннем ядре Земли (<i>В.М. Овчинников, П.Б. Каазик</i>)	10
Влияние возмущающих факторов на движение твердого ядра во вращающемся объеме жидкости (<i>С.В. Кондратьев</i>)	17
В развитие статистической модели образования Луны (<i>В.В. Светцов, Г.В. Печерникова, А.В. Витязев</i>)	23
Геореактор (<i>В.Н. Сергеев</i>)	30
Глава 2. ГЕОМЕХАНИКА И СЕЙСМОТЕКТОНИКА	35
Об излучательной эффективности землетрясений (пример геомеханической интерпретации результатов сейсмологических наблюдений) (<i>Г.Г. Кочарян</i>)	36
Сейсмический эффект Камбартинского взрыва (<i>А.И. Гончаров, В.И. Куликов и др.</i>)	48
Сейсмологический мониторинг проектируемой площадки Нижегородской АЭС с использованием малоапертурной группы (<i>С.Б. Кишкица, Д.Н. Локтев, И.А. Санина и др.</i>)	57
Влияние характеристик материала-заполнителя на характер сдвигового деформирования нарушения сплошности (<i>А.А. Остапчук, Г.Г. Кочарян, В.К. Марков, Д.В. Павлов</i>)	65
Линеаментный анализ космоснимков при построении геодинамической модели Тункинской ветви Байкальской рифтовой зоны (<i>Г.И. Иванченко</i>)	74
Глава 3. ПРИПОВЕРХНОСТНАЯ ГЕОФИЗИКА	83
Синхронные вариации геомагнитного и микросейсмического полей на ГФО «Михнево» ИДГ РАН (<i>В.В. Адушкин, С.А. Рябова, А.А. Спивак, В.А. Харламов</i>)	84
Численно-феноменологическая модель взаимосвязи магнитного поля и микроколебания земной коры в зоне влияния крупной тектонической структуры (<i>Т.В. Лосева, М.Ю. Кузьмичева, А.А. Спивак</i>)	92
Исследование приливов в геофизических полях, регистрируемых на территории геофизической обсерватории «Михнево» (<i>А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов, Э.М. Горбунова и др.</i>)	99
Взаимодействие эманационного поля радона и электрического поля на границе земная кора-атмосфера (<i>И.Б. Косарев, А.А. Спивак</i>)	108

Влияние слабых возмущений на эманацию радона в Тункинской рифтовой зоне (<i>Д.Ю. Болбот, Д.Н. Локтев, А.А. Спивак, В.А. Харламов</i>)	114
Моделирование эруптивной колонны фреатомагматического извержения: вулкан Эйяфьятлайокудль (Исландия) (<i>В.М. Хазинс, В.В. Шувалов</i>)	121
Глава 4. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ВЕРХНИХ ГЕОСФЕР	129
Вторичное электрообразование в Е- и D-слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца (<i>А.С. Стрелков</i>)	130
Перемещение крупномасштабных возмущений ионосферы с помощью нелинейных ионно-циклотронных градиентно-дрейфовых волн (<i>И.Х. Ковалева, А.Т. Ковалев</i>)	140
Генерация волновых возмущений в атмосфере и иносфере при работе нагревных стендов (<i>Ю.И. Зецер, Ю.С. Рыбнов, А.Т. Ковалев и др.</i>)	149
О возможности дистанционной диагностики радиоактивного загрязнения атмосферы (<i>В.П. Кудрявцев, И.Х. Ковалева</i>)	156
Особенности конденсации водяных паров на поверхности наномасштабных частиц в ионосфере (<i>А.Ю. Дубинский, С.И. Попель</i>)	164
 <i>ЗАМЕТКИ НА ПОЛЯХ</i>	
О текущих проблемах при создании аппаратуры для сейсмических наблюдений (<i>А.В. Николаев</i>)	172

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемый вашему вниманию очередной выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит 21 статью, которые сгруппированы в соответствии с научными направлениями Института в четыре раздела. Совокупность разделов отражает своеобразие научного коллектива ИДГ РАН, объединяющего ученых из различных областей наук о Земле: геомехаников, сейсмологов, геологов, специалистов по ионосфере, атмосферным процессам, физиков и математиков. Первый раздел содержит статьи, касающиеся проблем планетарного масштаба. Он открывается статьей В.М. Овчинникова, П.Б. Каазика «Об анизотропии скорости во внутреннем ядре Земли», в которой путем анализа дифференциальных времен пробега сейсмических волн РКР(DF) и РКР(BC) показано, что невязки дифференциальных времен пробега для волн, зондирующих область земного ядра под Африкой, хорошо описываются моделью, которая включает слабую 0,5% аномалию скорости во внешнем ядре и 1,6% анизотропию во внутреннем ядре. Исследование поведения твердого ядра во вращающемся жидком ядре проводилось в ходе серии лабораторных экспериментов, описанных в статье С.В. Кондратьева «Влияние возмущающих факторов на движение твердого ядра во вращающемся объеме жидкости». Изучалось поведение ядра в зависимости от его плотности, угловой скорости вращения сосуда, содержащего жидкость, и скорости прецессии оси вращения. Полученные результаты могут быть полезны при разработке геодинамических моделей.

Статистическая модель образования Луны предполагает, что в процессе аккумуляции Земли после многочисленных ударов космических тел по ее поверхности образуется рой осколков на геоцентрических орбитах. С целью обоснования такой модели авторы статьи «В развитие статистической модели образования Луны» В.В. Светцов, Г.В. Печерникова, А.В. Витязев провели численное моделирование ударов по Земле и определили, что существенная часть осколков крупных ударников и некоторая часть вещества Земли выбрасываются на гелиоцентрические орбиты. Вращаясь вокруг Солнца, они достаточно быстро входят в сферу Хилла Земли, что может приводить к росту массы роя частиц в сфере Хилла и последующему образованию Луны из этого роя. В статье В.Н. Сергеева «Геореактор» представлен краткий обзор оснований гипотезы существования в недрах Земли природного ядерного реактора – геореактора. Интерес к этой гипотезе вызван недостаточностью современных знаний о тепловом балансе Земли, а также об источниках, генерирующих земное магнитное поле. Рассмотрены предположения о месте нахождения гипотетического геореактора в земных недрах, приведены ограничения сверху на его мощность, полученные на основе измерений потоков нейтрино, рождаемых в недрах Земли (геонейтрино).

Второй раздел «Геомеханика и сейсмотектоника» открывается статьей Г.Г. Кочаряна «Об излучательной эффективности землетрясений», в которой на основе анализа публикаций и данных сейсмических измерений показывается, что в качестве параметра, наиболее адекватно отражающего долю общей энергии землетря-

сения, которая приходится на сейсмическое излучение, следует использовать отношение сейсмической энергии к сейсмическому моменту землетрясения. Автор показывает, что, хотя для всей совокупности землетрясений сейсмическая (излучательная) эффективность не зависит от магнитуды землетрясения, рассмотрение сейсмической эффективности в пределах того или другого региона показывает, что с ростом магнитуд эта эффективность возрастает. В статье А.И. Гончарова, В.И. Куликова, М.Б. Эткина, М.П. Камчыбекова «Сейсмический эффект Камбартинского взрыва» по сейсмограммам, записанным в ближней зоне взрыва, определено фактическое время в очаге и интервал времени между взрывами первого и второго зарядов, обсуждается зависимость магнитуды промышленных взрывов от их мощности и погрешности сейсмических сетей в определении координат эпицентра взрыва и времени в очаге.

Одним из важных направлений работы ИДГ РАН является мониторинг сейсмической обстановки в районах размещения особо ответственных сооружений. Результаты такой работы изложены в статье С.Б. Кишкиной, Д.Н. Локтева, И.А. Саниной С.Г. Волосова, Г.Н. Иванченко, Н.Л. Константиновской, М.А. Нестеркиной, О.А. Усольцевой «Сейсмический мониторинг проектируемой площадки Нижегородской АЭС с использованием малоапертурной группы», в которой рассмотрены основные задачи и первые результаты, полученные в ходе сейсмологического мониторинга площадки АЭС на участках залегания мощных осадочных толщ и при достаточно высокой антропогенной нагрузке, т.е. в условиях, существенно усложняющих выделение сигнала на уровне помех. В статье А.А. Остапчука, Г.Г. Кочаряна, В.К. Маркова, Д.В. Павлова «Влияние характеристик материала-заполнителя на характер сдвигового деформирования нарушения сплошности» рассматриваются результаты лабораторного изучения фрикционного взаимодействия блоков горной породы и показывается, что при незначительном изменении таких характеристик, как влажность, грансостав и форма зерен материалов-заполнителей трещин, стабильное скольжение может смениться динамической неустойчивостью. Г.Н. Иванченко в статье «Линеаментный анализ космоснимков при построении геодинамической модели Тункинской ветви Байкальской рифтовой зоны» сравнивает модели напряжённого состояния рассматриваемой территории, определенные по результатам автоматизированного линеаментного анализа, сейсмологическим и структурно-геологическим данным.

В третьем разделе собраны статьи, содержащие результаты работ по научному направлению «Приповерхностная геофизика». В статье В.В. Адушкина, С.А. Рябовой, А.А. Спивака, В.А. Харламова «Синхронные вариации геомагнитного и микросейсмического полей на ГФО «Михнево» ИДГ РАН» приводится статистика магнитных бурь с внезапным началом и внезапных геомагнитных импульсов. Показано, что положительные импульсы, сопровождающие эти магнитные возмущения, вызывают повышенные амплитудные вариации фоновых сейсмических колебаний в частотном диапазоне 0,001–0,1 Гц. К этой статье по тематике близка статья Т.В. Лосевой, М.Ю. Кузьмичевой, А.А. Спивака «Численно-феноменологическая модель взаимосвязи магнитного поля и микроколебания земной коры в зоне влияния крупной тектонической структуры». Рассматриваются результаты синхронных инструментальных наблюдений за вариациями геомагнитного поля и микросейсмическими колебаниями в зоне влияния Нелидово-Рязанской тектонической структуры. Представлена численно-феноменологическая модель преобразования энергии геомагнитных вариаций в энергию микросейсмических колебаний на ее приповерхностных участках. Показано, что механизмом взаимодействия геомаг-

нитного и микросейсмического полей может являться концентрация токов во флюидонаполненных разломах.

В статье А.Н. Бесединой, Е.А. Виноградова, Э.М. Горбуновой, Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцова «Исследование приливов в геофизических полях, регистрируемых на территории геофизической обсерватории «Михнево»» рассматриваются основные типы приливных волн – суточные (К1, О1) и полусуточная (М2), выделяемые в гидрогеологических, сейсмических и барометрических рядах наблюдений. Сравнительный анализ гармоник приливных волн свидетельствует о различии фаз задержки гидрогеологического отклика на приливы.

Две статьи («Взаимодействие эманационного поля радона и электрического поля на границе земная кора-атмосфера», авторы И.Б. Косарев, А.А. Спивак, и «Влияние слабых возмущений на эманацию радона в Тункинской рифтовой зоне», авторы Д.Ю. Болбот, Д.Н. Локтев, А.А. Спивак, В.А. Харламов) рассматривают результаты регистрации объемной активности радона-222 в подпочвенной атмосфере в сопоставлении с напряженностью электрического поля в приземном слое атмосферы и изменениями силы лунно-солнечного прилива и барических вариаций.

Два предельных случая формирования газо-пеплового облака фреатомагматического извержения рассмотрены в статье В.М. Хазинса, В.В. Шувалова «Моделирование эруптивной колонны фреатомагматического извержения: вулкан Эйяфьятлайокудль (Исландия)». В первом случае эруптивная колонна формируется в результате периодического выброса газо-пепловых пузырей, диаметр которых соизмерим с размером кратера, а во втором – газо-пепловая смесь поступает в виде непрерывной струи. Оба подхода позволяют получить результаты, не противоречащие данным по извержению вулкана Эйяфьятлайокудль, если использовать известные характеристики извержения.

В четвертом разделе собраны статьи по направлению «Электродинамика верхних геосфер». В статье А.С. Стрелкова «Вторичное электрообразование в Е- и Д-слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца» приведены данные о числе электронов, образуемых в результате фотопоглощения квантов в диапазоне энергий от 20 до 2000 эв на высотах от 80 до 300 км, и числа вторичных электронов, образуемых электронным ударом электронами с энергиями 30–2000 эв на тех же высотах. Получены также значения числа ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ . Результаты этой работы могут использоваться при расчетах скоростей ионообразования, являющихся входными данными для определения ионизационного состояния верхней атмосферы. И.Х. Ковалева и А.Т. Ковалев в статье «Перемещение крупномасштабных возмущений ионосферы с помощью нелинейных ионно-циклотронных градиентно-дрейфовых волн» предлагают модель перемещения крупномасштабных (~50–100 км) возмущений ионосферы с помощью механизма переноса плазмы ионно-циклотронными градиентно-дрейфовыми солитонами. В основе модели лежат представления о возбуждении первичной неустойчивости (Перкинса) с дальнейшим возбуждением на градиентах плотности нелинейных ионно-циклотронных дрейфовых волн, сопровождающихся перемещением зарядово-нейтральных сгустков плазмы и определяющих направление движения данной неоднородности. Условия возбуждения как первичной неустойчивости, так и микронеустойчивости вторичных дрейфовых волн связаны с определенными направлениями ионосферного электрического поля и нейтрального ветра.

В статье Ю.И. Зецера, Ю.С. Рыбнова, А.Т. Ковалева, И.Х. Ковалевой, О.П. Поповой, В.А. Харламова «Генерация волновых возмущений в атмосфере и иносфере

при работе нагревных стенов» рассмотрены вопросы генерации низкочастотных волновых возмущений в атмосфере-ионосфере при работе нагревных стенов. Приведены результаты натурных наблюдений за низкочастотными колебаниями давления на поверхности Земли. Предложена модель для оценки движения формирующейся нагретой области газа на высоте 80–120 км. Разработана модель отклика ионосферы на данное возмущение в виде крупномасштабных колебаний плотности плазмы на высотах 200 км и выше. Основными переносчиками плазмы на указанных высотах являются ионно-циклотронные дрейфовые солитоны, рождающиеся на градиенте плотности. В.П. Кудрявцев, И.Х. Ковалева в статье «О возможности дистанционной диагностики радиоактивного загрязнения атмосферы» предлагают метод анализа и интерпретации спутниковых данных по регистрации инфракрасного (ИК) излучения с целью определения уровня радиоактивного заражения местности. Рассмотрена возможность определения уровня радиации по линиям неравновесного ИК излучения электронно-возбуждённых молекул азота в диапазоне длин волн окна прозрачности 10–20 мкм.

Задача о конденсации полярного газа на поверхности заряженной пылевой частицы рассмотрена в статье А.Ю. Дубинского, С.И. Попеля «Особенности конденсации водяных паров на поверхности наномасштабных частиц в ионосфере». Расчет показывает возможность образования устойчивых жидких или твердых структур ограниченных размеров (5–30 нм) в широком диапазоне давлений конденсирующегося газа.

По инициативе проф. д.ф.-м.н. А.В. Витязева в настоящем выпуске сборника трудов ИДГ РАН мы открываем раздел «Заметки на полях», в котором предполагается размещать дискуссионные материалы без рецензирования и редактирования. В этом разделе опубликована стенограмма выступления члена-корреспондента РАН А.В. Николаева на защите кандидатской диссертации С.А. Королева на заседании диссертационного совета ИДГ РАН. Выступление посвящено проблемам создания аппаратуры для сейсмических наблюдений.

ГЛАВА 1
ЭВОЛЮЦИИ И ЭНЕРГЕТИКА
ВНУТРЕННИХ ГЕОСФЕР

ОБ АНИЗОТРОПИИ СКОРОСТИ ВО ВНУТРЕННЕМ ЯДРЕ ЗЕМЛИ

В.М. Овчинников, П.Б. Каазик

Приведен метод анализа дифференциальных времен пробега сейсмических волн РКР(DF) и РКР(BC), позволяющий определить размеры области и вариацию скорости во внешнем ядре совместно с оценкой вклада, вносимого в дифференциальные времена анизотропией внутреннего ядра. Показано, что невязки дифференциальных времен пробега относительно стандартной модели ak135 для волн, зондирующих область земного ядра под Африкой, хорошо описываются моделью, которая включает слабую 0,5% аномалию скорости во внешнем ядре и 1,6% анизотропию во внутреннем ядре.

Введение

В начале 80-х годов было установлено, что времена пробега волн РКР(DF), проходящих через все оболочки Земли – кору, мантию, внешнее и внутреннее ядро, зависят от угла между направлением сейсмического луча в точке максимального погружения и осью вращения Земли [Roupinet et al., 1983]. Для полярных трасс, почти параллельных оси вращения Земли, время пробега примерно на 2–3 с меньше, чем для экваториальных трасс. Объяснение этого экспериментально установленного факта связывают с цилиндрической анизотропией внутреннего ядра [Morelli et al., 1986] – физическим свойством среды, при котором упругие модули зависят от направления прихода сейсмического возмущения. Другим аргументом в пользу анизотропии послужили данные о расщеплении собственных частот собственных колебаний Земли [Woodhouse et al., 1986]. Считается, что анизотропия создается по механизму предпочтительной ориентации кристаллов железа, из которого состоит внутреннее ядро, однако общепринятая теория пока отсутствует.

По мере накопления экспериментальных данных появилось больше деталей, которые привели к значительному усложнению модели анизотропии внутреннего ядра. Наиболее существенной особенностью является крупномасштабная неоднородность анизотропии, делящая внутреннее ядро на два полушария – восточное и западное – по меридиану примерно 40 градусов восточной долготы [Tanaka&Hamaguchi, 1997]. Такая структура может быть обусловлена латеральными вариациями в скорости затвердевания внутреннего ядра благодаря потокам во внешнем ядре, управляемым тепловыми неоднородностями в мантии [Sumita&Olson, 1999; 2002].

Опираясь на новые данные о дифференциальных временах пробега волн РКР(DF) и РКР(BC) на станциях в Антарктиде, авторы [Leykam et al., 2010; Tkalčić, 2010] сделали вывод, что внутреннее ядро представляет конгломерат областей с различными анизотропными свойствами. Возникают также трудности в объяснении большого

уровня (~ 3%) анизотропии, так как для ее достижения требуется высокая степень упорядоченности кристаллов железа во внутреннем ядре. Необходимость согласования особенностей сейсмических данных с возможными динамическими процессами в ядре привела к новым геодинамическим моделям, в которых асимметрия достигается за счет плавления восточной части ядра и кристаллизации западной части [Monnereau et al., 2010; Gubbins et al., 2011] при одновременном росте внутреннего ядра. При этом возникает медленное течение вещества в восточном направлении, которое управляет процессом кристаллизации в верхней части внутреннего ядра и приводит к асимметричному распределению размеров кристаллов во внешней части ядра (крупные размеры в западной части и малые размеры или расплав в восточной).

Однако возможна другая интерпретация, когда часть невязок времени пробега сейсмических волн может быть обусловлена не только свойствами внутреннего ядра, но и внешнего. Например, в [Овчинников и др., 2012] приведены экспериментальные данные, которые согласуются с наличием аномалии скорости во внешнем ядре. В настоящей работе приведен метод анализа дифференциальных времен пробега сейсмических волн РКР(DF) и РКР(BC), позволяющий определить размеры и вариацию скорости во внешнем ядре совместно с оценкой вклада, вносимого в дифференциальные времена анизотропией внутреннего ядра. Показано, что наблюдаемые дифференциальные времена пробега для волн, зондирующих область земного ядра под Африкой, хорошо описываются моделью, которая включает слабую 0,5% аномалию скорости во внешнем ядре и 1,6% анизотропию во внутреннем ядре.

Метод

Положим, что измерения дифференциальных времен пробега $\tau_i^{mes} = t_i^{bc} - t_i^{df}$ можно представить в виде суммы дифференциального времени, соответствующего сферически симметричной модели, и поправок, обусловленных влиянием мантии τ_i^m , внешнего ядра τ_i^{oc} и внутреннего ядра τ_i^{ic} :

$$\tau_i^{mes} = \tau_i^{ak} + \tau_i^m + \tau_i^{oc} + \tau_i^{ic} + \varepsilon_i \quad 1 \leq i \leq n, \quad (1)$$

где n – количество измерений, ε_i – случайная ошибка измерения.

Первое слагаемое – дифференциальное время пробега в соответствии с референсной (базовой) сферически симметричной моделью, которая является нулевым приближением. В данной работе используется модель АК135. Остальные слагаемые определяют отклонения от сферической симметрии, имеющие место в различных оболочках Земли.

Мантийная поправка считается известной из независимых данных – 3D томографической модели. Относительно поправки τ_i^{oc} предполагается, что она связана с аномалией скорости во внешнем ядре [Овчинников и др., 2012], которая характеризуется радиусом цилиндра R и относительной аномалией скорости $\delta v/v$:

$$\tau_i^{oc} = \tau_i^{oc}(R, \delta v/v).$$

Поправка может быть как положительной, так и отрицательной, в зависимости от взаимного расположения станции и очага относительно аномалии скорости.

Поправка τ_i^{ic} связана с цилиндрической (поперечно-изотропной) анизотропией скорости продольных волн во внутреннем ядре и может быть представлена в аналитическом виде:

$$\tau_i^{ic} = (b \cos^2 \xi_i + c \cos^4 \xi_i) t_i,$$

где ξ_i – угол между направлением сейсмического луча в точке максимального погружения во внутреннее ядро и осью вращения Земли, t_i – время пробега волны РКР(DF) в анизотропной части внутреннего ядра, b и c – параметры, подлежащие определению. Эта поправка имеет только неотрицательные значения по определению.

Таким образом, модель измерений принимает вид

$$\tau_i^{mes} = \tau_i^{ak} + \tau_i^m + \tau_i^{oc}(R, \delta v/v) + \tau_i^{ic}(b, c) + \varepsilon_i, \quad (2)$$

где ε_i – случайная ошибка измерений.

Дополнительное ограничение $\tau_i^{ic}(b, c) \geq 0$.

Приведем модель (2) к другому виду, перенеся известные слагаемые из правой части в левую.

$$\tau_i^{red} = \tau_i^{mes} + \tau_i^{ak} + \tau_i^m = \tau_i^{oc}(R, \delta v/v) + \tau_i^{ic}(b, c) + \varepsilon_i. \quad (3)$$

Четыре неизвестных параметра в формуле (3) определяются из условия минимума функции

$$S(R, \delta v/v, b, c) = \min \left\{ \sum_{i=1}^n (\tau_i^{red} - \tau_i^{oc}(R, \delta v/v) - \tau_i^{ic}(b, c))^2 \right\}. \quad (4)$$

(если ε_i имеет нормальное распределение с нулевым средним, то оценка параметров будет оптимальной).

Для мантийных поправок использована трехмерная блоковая томографическая модель MITP08. Отметим, что величины поправок $|\tau_i^m| < 0,3$ для всех использованных сейсмических лучей и не оказывает существенного влияния на особенности дифференциальных времен, показанных на рис. 1.

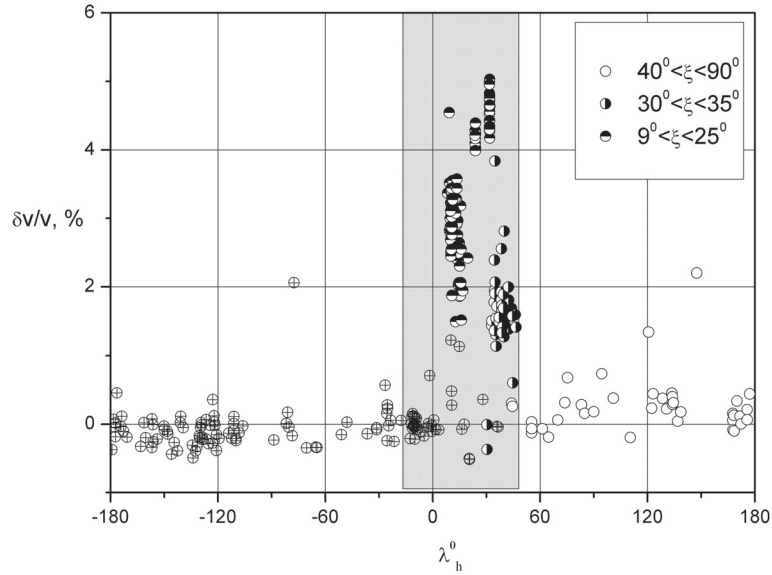


Рис. 1. Зависимость относительной невязки дифференциального времени пробега от долготы точки максимального погружения сейсмического луча.

Область под Африкой закрашена серым цветом. Кружки с крестиками и светлые кружки – данные для экваториальных трасс. Остальные данные относятся к полярным трассам и зависят от угла между направлением сейсмического луча в точке максимального погружения и осью вращения Земли.

Данные и результаты

Мы использовали данные о дифференциальных временах пробега для сейсмических лучей, зондирующих земное ядро под Африкой, описание которых приведено в работе [Овчинников и др., 2012], для обоснования гипотезы об аномалии скорости продольных волн во внешнем ядре. На рис. 1 показана зависимость измеренных относительных дифференциальных времен пробега $\delta\tau/t = \delta v/v$ от долготы точки максимального погружения сейсмического луча. Здесь $\delta\tau = (t_{bc} - t_{df})^{mes} - (t_{bc} - t_{df})^{ak135}$ – невязка между измеренным дифференциальным временем и дифференциальным временем в стандартной модели ak135, t – время пробега волны РКР (DF) во внутреннем ядре по модели ak135. Область, показанная серой тонировкой, расположена под Африкой. Основная особенность данных – ковшеобразная форма невязок на станции NNET, которая плохо согласуется с гипотезой, что отклонения от сферически симметричной модели обусловлены исключительно анизотропией внутреннего ядра.

Воспользуемся другими особенностями экспериментальных данных для упрощения задачи (4). Данные станции NNET соответствуют сейсмическим лучам, зондирующим небольшую область порядка 1-ой зоны Френеля (линейный размер порядка 100 км). В этом случае угол ξ_i и t_i для данной станции и ограниченной области очагов, расположенных в районе Ю. Сандвичевых о-вов, будут меняться слабо.

Поэтому в первом приближении поправку $\tau_i^{ic}(b,c)$ можно положить равной постоянной μ , подлежащей определению. В результате задача (4) сводится к более простой, в которой подлежат определению только три неизвестных параметра

$$S(R, \delta v/v, \mu) = \min\left\{\sum_{i=1}^n (\tau_i^{red} - \tau_i^{oc}(R, \delta v/v) - \mu)^2\right\}. \quad (5)$$

Дифференцируя (5) по μ при фиксированных значениях двух других параметров, получим явное выражение для этой переменной

$$\mu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \{\tau_i^{red} - \tau_i^{oc}(R, \delta v/v)\}. \quad (6)$$

Так как мы не имеем аналитического выражения для τ_i^{oc} , задача (5–6) решалась перебором на сетке значений $1225 \leq R \leq 1475$ (шаг 25 км) и $0 \leq \delta v/v \leq 0,01$ (шаг 0,001).

Результаты решения задачи (5–6) по данным подгруппы NNET, которые удовлетворяют отмеченным выше ограничениям на изменение угла ξ_i , показаны на рис. 2. На рисунке приведены три сечения функции S : одно проходит через точку минимума ($R = 1375$ км), два других – по обе стороны от минимума. Из него следует, что минимум функции S достигается при $\delta v/v = 0,5\%$ и $R = 1375$ км. При этом величина анизотропии сейсмических продольных волн на станции NNET $\mu = 1,1\%$.

Для других подгрупп данных, полученных на станциях SNA, NVL, TDJR, MINR, μ и S определены на основе параметров модели, установленной по данным подгруппы NNET.

Результаты расчета для других групп данных приведены в Таблице. Как видно μ_k увеличиваются с уменьшением угла ξ_k , что является одним из признаков анизотропии скорости во внутреннем ядре.

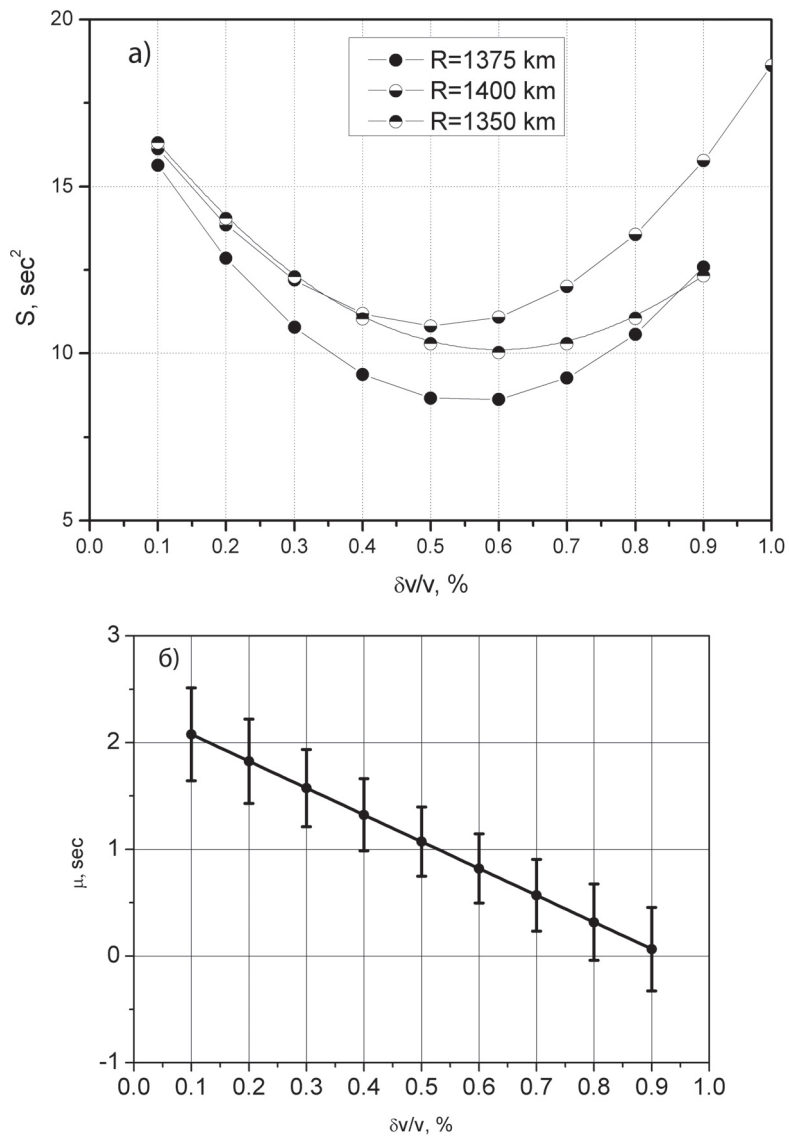


Рис. 2. Результаты определения а) – вариации скорости, радиуса цилиндрической аномалии во внешнем ядре и б) – анизотропии внутреннего ядра.

Таблица

Станция (подгруппа)	Model	n_k	ξ_k	μ_k	S_k
NNET	2	82	23	0,92	8,0
NVL	2	21	6	1,485	0,55
SNA	2	10	8	1,556	0,09
MINR	2	31	30	0,603	8,42
TDJR	2	17	31	0,483	0,32

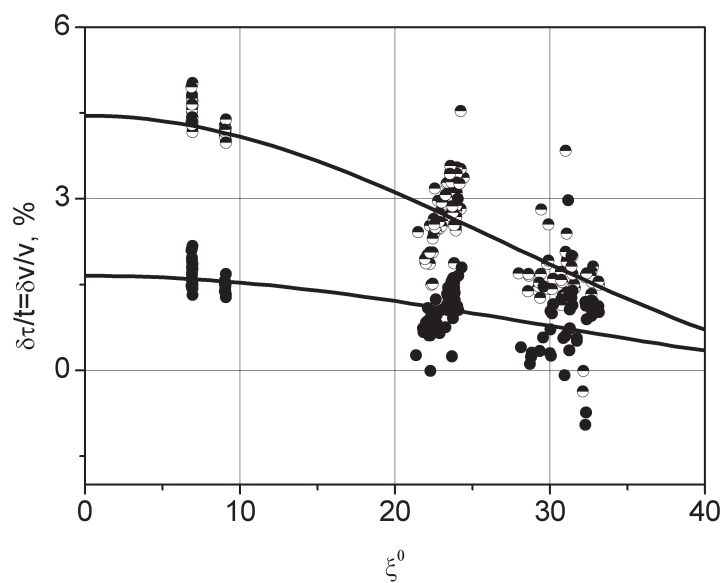


Рис. 3. Оценки анизотропии внутреннего ядра для двух моделей.

Полутемные кружки и аппроксимирующая зависимость – наблюдаемые дифференциальные времена пробега обусловлены только анизотропией внутреннего ядра; темные кружки и аппроксимирующая зависимость – наблюдаемые дифференциальные времена пробега обусловлены анизотропией внутреннего ядра и аномалией скорости во внешнем ядре.

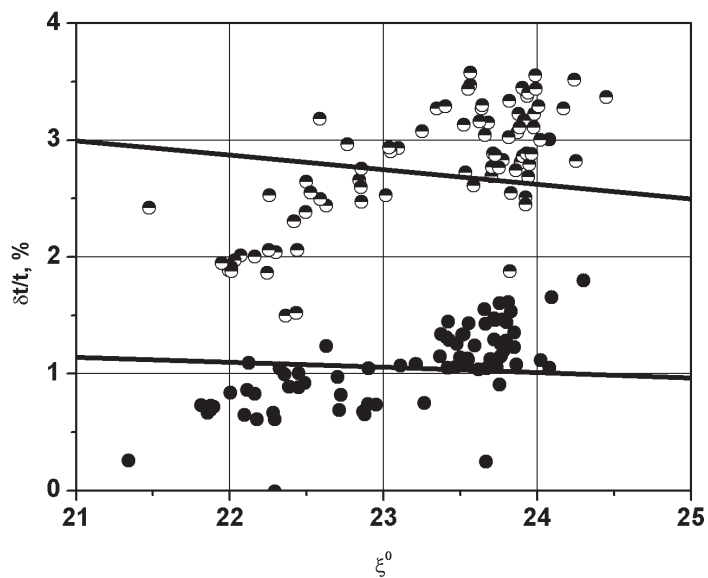


Рис. 4. Оценка анизотропии внутреннего ядра для двух моделей на станции NNET.

Полутемные кружки и аппроксимирующая зависимость (черная линия) – наблюдаемые дифференциальные времена пробега обусловлены только анизотропией внутреннего ядра; темные кружки и аппроксимирующая зависимость (черная линия) – наблюдаемые дифференциальные времена пробега обусловлены анизотропией внутреннего ядра и аномалией скорости во внешнем ядре.

На заключительном шаге обработки экспериментального материала была получена зависимость для анизотропии внутреннего ядра, которая описывается следующей формулой:

$$\delta v/v = 1,63\cos^2 \xi - 0,95\sin^2 2\xi. \quad (7)$$

Результаты этого шага иллюстрируются рис. 3. На нем для сравнения приведены результаты для двух моделей. В первой особенности данных связаны только с анизотропией внутреннего ядра. В этом случае величина анизотропии составляет 4,3%.

Введение аномалии скорости во внешнем ядре приводит к уменьшению величины анизотропии внутреннего ядра до 1,63%. На рис. 4 приведен фрагмент рис. 3, показывающий только данные станции NNET. Из него видно, что во втором случае данные образуют более компактную группировку относительно кривых, описывающих анизотропию внутреннего ядра. В первом случае сумма квадратов отклонения экспериментальных данных от аппроксимирующей кривой составила 30, а во втором варианте – 8.

Выводы

Рассмотрена комплексная модель, включающая аномалию скорости во внешнем ядре и анизотропию скорости продольных волн во внутреннем ядре. Получена предварительная оценка анизотропии внутреннего ядра, составившая 1,63%, что существенно отличается от полученных ранее оценок (порядка 3–4%) анизотропии внутреннего ядра под Африкой.

Литература

- Овчинников В.М., Каазик П.Б., Краснощеков Д.Н.* Слабая аномалия скорости во внешнем ядре Земли из сейсмических данных // Физика Земли. 2012. № 3.
- Gubbins D., B. Sreenivasan, J. Mound, S. Rost.* Melting of the Earth's inner core. Nature. 2011. v. 473. # 361.
- Leykam, D., Tkalčić, H. & Reading, A.M.* Core structure re-examined using new teleseismic data recorded in Antarctica: evidence for, at most, weak cylindrical seismic anisotropy in the inner core // Geophys. J. Int. 2010. v. 180. P. 1329–1343. doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04488.x.
- Monnereau M., Calver M., Margerin L. Souriau A.* Lopsided growth of Earth's inner core // Scienceexpress / www.scienceexpress.org/15 April 2010.
- Morelli, A., Dziewonski, A.M. & Woodhouse, J.H.* Anisotropy of the core inferred from PKiKP travel times // Geophys. Res. Lett. 1986. v. 13. P. 1545–1548.
- Poupinet, G., R. Pillet, and A. Souriau.* Possible heterogeneity in the Earth's core deduced from PKiKP travel times // Nature, 1983, v. 305, p. 204–206.
- Tanaka, S., H. Hamaguchi.* Degree one heterogeneity and hemispherical variation of anisotropy in the inner core from PKP (BC)-PKP (DF) times // J. Geophys. Res., 1997, v. 102, p. 2925–2938.
- Sumita I., Olson P.* Rotating thermal convection experiments in a hemispherical shell with heterogeneous boundary heat flux: Implications for the Earth's core // Journal of Geophysical Research 2002.107: 10.1029/2001JB000548.
- Sumita I., Yoshida S.* Thermal interactions between the mantle, outer and inner cores, and the resulting structural evolution of the core. In: Dehant V, Kenneth C, ShunIchiro K, et al.

(eds.) Geodynamics Series, 31: Earth's Core: Dynamics, Structure, Rotation pp. 213–232, 2003.

Tkalčić, H. Large variations in travel times of mantle-sensitive seismic waves from the South Sandwich Islands: Is the Earth's inner core a conglomerate of anisotropic domains? // Geoph. Res. Lett. 2010. v. 37, L14312, doi:10.1029/2010GL043841. ashington: AGU. 2003.

Woodhouse, J.H., Giardini, D. & Li, X.-D. Evidence for inner core anisotropy from free oscillations // Geophys. Res. Lett. 1986.v. 13, p.1549–1552.

УДК 550.31

ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩАЮЩИХ ФАКТОРОВ НА ДВИЖЕНИЕ ТВЕРДОГО ЯДРА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ

С.В. Кондратьев

Сейсмология и астрометрия располагают информацией о подвижности твердого ядра Земли в окружающем его жидком внешнем ядре. Структура течений, возникающих во вращающемся объеме, зависит от многих факторов и, в общем случае, заранее непредсказуема. Фактические же их особенности можно выявить только экспериментально. В представляемой работе приведены результаты лабораторных экспериментальных исследований течений, возникающих в объеме жидкости во вращающемся сферическом сосуде. Ось вращения сосуда наклонена. Внутри сосуда размещалось взвешенное твердое ядро. Исследовалось поведение ядра в зависимости от его плотности, угловой скорости вращения сосуда и скорости прецессии оси вращения. Движения ядра регистрировались с помощью портативной видеокамеры, установленной на прозрачном сосуде и вращающейся вместе с ним. Особенности течений жидкости выявлялись при впрыскивании во вращающуюся сосуд красящего вещества. Полученные результаты могут быть полезны при разработке ряда геодинамических моделей.

Введение

В настоящее время сейсмология и астрометрия располагают информацией о подвижности твердого ядра Земли в окружающем его жидком внешнем ядре [Авсюк, Адушкин, Овчинников, и др., 2001]. На поведение внутреннего ядра оказывают существенное влияние гравитационные поля собственно земного шара и Луны, а также силы инерции, связанные с вращением Земли вокруг своей оси и вокруг центра масс системы Земля – Луна. Изменения в движении твердого ядра могут изменить характер движения в окружающей жидкой оболочке. При этом, фактические особенности возникающих течений можно установить только экспериментально. Лабораторные эксперименты, которым посвящена настоящая статья, будут способствовать уменьшению неопределенностей в выборе характеристик течений в жидком ядре и в оценке устойчивости положения твердого ядра.

Методика экспериментов

Исследования проводились на созданной в ИДГ РАН экспериментальной установке для изучения течений, возникающих во вращающемся объеме жидкости. Установка позволяет вращать сосуд с жидкостью вокруг вертикальной или наклонной оси с заданной угловой скоростью в течение длительного времени. Имеется возможность задавать прецессию оси вращения сосуда с выбранной угловой скоростью и в выбранном направлении. На резервуаре крепится вращающаяся вместе с ним портативная видеокамера, сигнал от которой выводится на неподвижные монитор и регистратор. Такая методика позволяет с большой точностью выявлять рассогласованные с сосудом движения в жидкости.

В экспериментах в качестве резервуара использовался изготовленный из оргстекла сферический сосуд с внутренним диаметром 200 мм и толщиной стенок 4 мм. Жидкость – дистиллированная вода или водные растворы глицерина.

Нижний конец оси вращения сосуда закреплялся на карданном шарнире, верхний – на «флажке» (детали, обеспечивающие отклонение оси сосуда от вертикали на заданный угол α). Карданный шарнир давал возможность сосуду вращаться вокруг наклонной оси с требуемой угловой скоростью f_0 . Вынужденная прецессия с угловой скоростью $f_{пр.}$ обеспечивалась при вращении «флажки» вокруг вертикальной оси. Ко дну сосуда, по его оси, с помощью специального поводка крепилось жесткое ядро сферической формы диаметром 70 мм с гладкой поверхностью. Конструкция ядра позволяла менять его среднюю плотность ρ без изменения размеров и нарушения осевой симметрии распределения масс. Поводок обеспечивал возможность независимого вращения ядра и свободной ориентации его оси. Длина поводка позволяла центру ядра совпадать с центром сосуда. Схема экспериментов приведена на рис. 1.

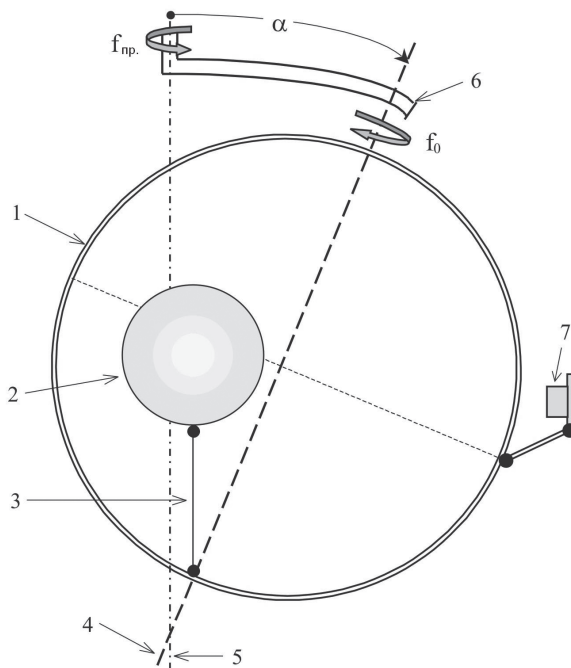


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – сосуд, 2 – ядро, 3 – поводок, 4 – ось вращения сосуда, 5 – вертикаль (ось прецессии), 6 – «флажок», 7 – видеокамера.

На ядро, при неподвижном сосуде, действуют сила тяжести и архимедова сила, поводок и ось ядра располагаются вертикально (в плоскости рис. 1). При вращении к этим силам присоединяются центробежная сила (направленная к оси вращения, так как $\rho/\rho_0 < 1$) и гидродинамическая сила, связанная с обтеканием ядра жидкостью. Их взаимодействие и определяет поведение ядра, регистрируемое в экспериментах с помощью видеосъемки.

Результаты экспериментов

1. Влияние скорости вращения сосуда и плотности ядра.

Эксперименты проводились в следующем порядке. Ось заполненного жидкостью сосуда с ядром плотностью ρ отклонялась от вертикали на угол $\alpha = 20^\circ$, после чего включался электропривод. Через каждые 15 минут скорость вращения сосуда f_0 ступенчато увеличивалась. Проведены серии экспериментов при различных значениях ρ – в диапазоне от 0,63 до 0,98 г/см³. Угловая скорость f_0 менялась в пределах от 0,13 до 3,75 об/с. В качестве жидкости использовалась дистиллированная вода ($\rho_0 = 1$ г/см³).

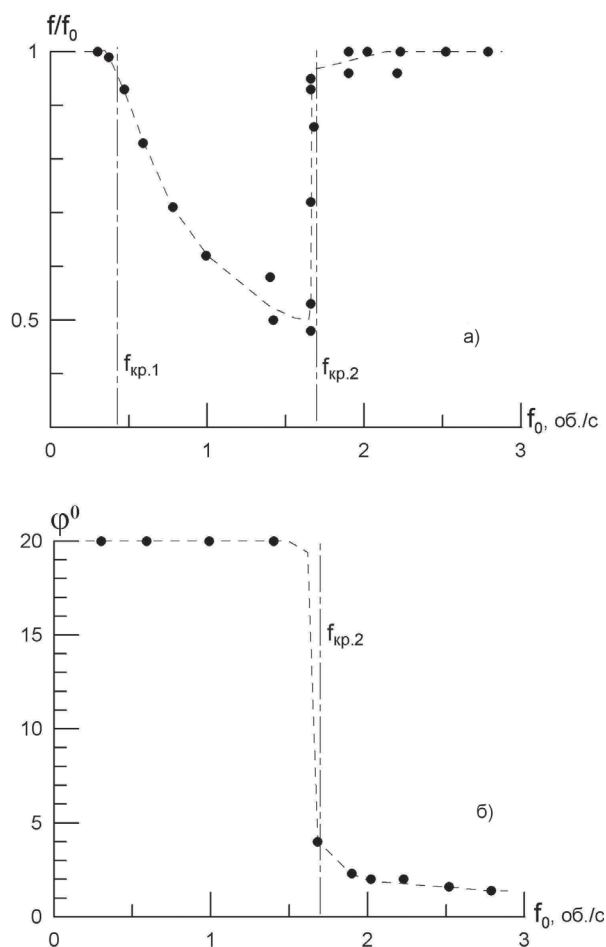


Рис. 2. Зависимость отношения угловых скоростей вращения ядра и сосуда (а) и угла между осями сосуда и ядра (б) от угловой скорости вращения сосуда.
 $\rho = 0,9$ г/см³, $\alpha = 20^\circ$.

Видеозаписи показали, что через некоторое время после включения электропривода устанавливается квазистационарный режим течения жидкости. При этом ядро отклоняется от вертикали в направлении вращения (за плоскость рис. 1). Амплитуда отклонения монотонно увеличивается с ростом f_0 . При небольших величинах f_0 , не превосходящих некоторого критического значения $f_{кр,1}$ (зависящего от плотности ядра ρ), скорость вращения ядра вокруг своей оси $f \cong f_0$. Далее, с ростом f_0 , в широком диапазоне, f меняется слабо, а относительная скорость f/f_0 быстро падает. При этом угол между осями сосуда и ядра $\varphi \approx \alpha$. Однако, как показал эксперимент, существует такая критическая скорость вращения сосуда $f_{кр,2}$, также зависящая от плотности ядра, при достижении которой происходит кардинальная перестройка режима течения жидкости. Угловая скорость ядра резко возрастает. При этом ядро, меняя за короткое время свое положение, устанавливается в центре сосуда – происходит его центровка. Зависимости $f/f_0(f_0)$ и $\varphi(f_0)$ приведены на рис. 2, а на рис. 3 – зависимости $f_{кр,1}(\rho/\rho_0)$ и $f_{кр,2}(\rho/\rho_0)$ [Кондратьев, Родионов, 2003; Кондратьев, Родионов, Авсюк, 2004].

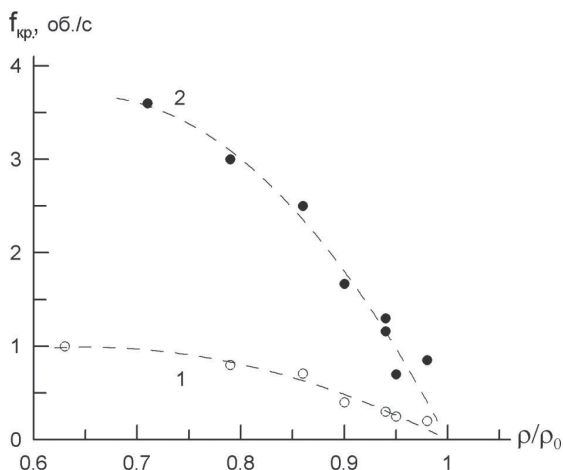


Рис. 3. Зависимость критических скоростей вращения сосуда от относительной плотности ядра.
1 – $f_{кр,1}$, 2 – $f_{кр,2}$. $\alpha = 20^\circ$

2. Влияние вязкости жидкости.

Для изучения зависимости полученных эффектов от вязкости жидкости была проведена специальная серия экспериментов [Кондратьев, Родионов, 2007]. В ходе экспериментов f_0 менялась в пределах от 0,5 до 2 об/с, $\alpha = 20^\circ$. В качестве жидкости использовались водные растворы глицерина различной концентрации с динамической вязкостью от 1 до 100 мПа·с. Отношение плотностей ядра и жидкости $\rho_{я}/\rho_{ж}$ поддерживалось равным 0,9. Эксперименты показали, что увеличение вязкости жидкости в указанном диапазоне снижает величину критической скорости вращения резервуара, при которой происходит кардинальная перестройка течений в нем ($f_{кр,2}$), почти в 3,5 раза. При этом ядро лучше «центрируется», то есть угол между осью вращения и поводком ядра уменьшается в 2 раза. Снижается также и амплитуда эффекта $\Delta f/f_{кр}$ – тоже в 3,5 раза. В то же время увеличивается величина изменения f_0 , необходимого для полной перестройки течений.

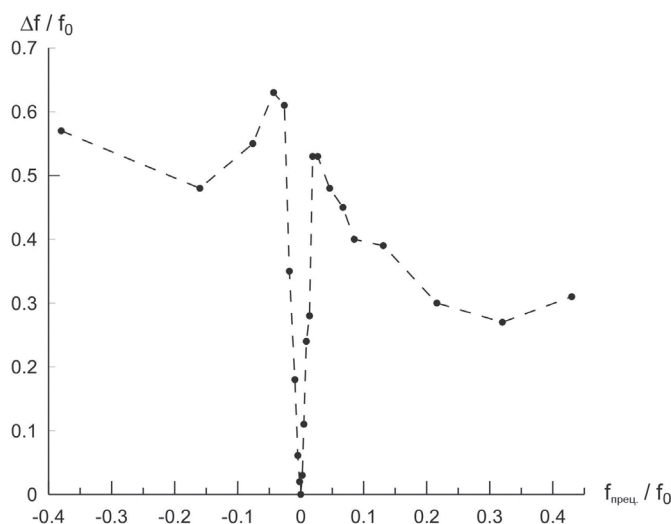
3. Влияние прецессии сосуда.

В следующей серии экспериментов исследовалось влияние прецессии. При $\alpha = 20^\circ$, $f_0 = 2,18$ об./с, $\rho = 0,9$ г/см³ примерно через 3 минуты после включения мо-

тора происходит центровка ядра – оно устанавливается в центре резервуара, а скорость его вращения вокруг собственной оси $f_{я}$ достигает значения f_0 , то есть устанавливается «твердотельный» режим вращения. Через 15 минут после начала вращения сосуда включался электропривод, обеспечивающий его прецессию. Далее, каждые 15 минут, при неизменных α , f_0 и ρ , скорость прецессии $f_{пр}$ скачком менялась.

Видеозаписи зарегистрировали, что при $f_{пр} \neq 0$ ядро начинает вращаться вокруг своей оси с меньшей угловой скоростью, чем сосуд и появляется заметная прецессия ядра относительно сосуда. При этом ось прецессии ядра совпадает с осью сосуда. Угловые скорости ядра $f_{я}$ и его прецессии относительно сосуда $f_{пр}$, а также угол прецессии φ (то есть угол между осями ядра и сосуда), существенно зависят от скорости прецессии сосуда $f_{пр}$. Анализ видеозаписей позволил получить зависимости $\Delta f_{я}(f_{пр})$. Эти зависимости приведены на рис. 4.

Рис. 4. Зависимость относительной угловой скорости ядра от относительной угловой скорости прецессии сосуда.
 $\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$, $\alpha = 20^\circ$, $f_0 = 2,18 \text{ об./с}$.



Область отрицательных значений оси абсцисс на рисунке соответствует разным направлениям вращений f_0 и $f_{пр}$. Представляет особую интересную и важную существенную немонотонность зависимости $\Delta f_{я}(f_{пр.})$ при $f_{пр.} \approx 0$. Такая же немонотонность присутствует и на зависимости угла прецессии ядра относительно оси сосуда от величины вынужденной прецессии $f_{пр.}$.

Для более детального определения структурных характеристик течений, возникающих во вращающемся сферическом объеме жидкости, были проведены следующие эксперименты [Кондратьев, Родионов, Авсюк, 2006; Кондратьев, Родионов, 2007; Кондратьев, 2008]. На внешней стороне резервуара устанавливался вращающийся вместе с ним специально разработанный инжектор. Окрашенная жидкость (чернила) впрыскивалась в сосуд дозированными порциями (20–40 мм³) через сменные иглы разной длины. Иглы располагались по радиусу в экваториальной плоскости и были направлены на центр сосуда. Такая методика дала возможность, не влияя на течения жидкости в сосуде, прорисовать их структуру.

При вращающемся сосуде краска, после выброса из иглы, затормаживается на некотором расстоянии от неё, превращаясь в плоское пятно. Это пятно постепенно обрисовывает тонкую цилиндрическую поверхность, как правило, отстающую во вращении от сосуда. Эти образования имеют сложную структуру; в то же вре-

мя они обладают высокой динамической устойчивостью – их можно наблюдать в течение длительного времени (тысячи оборотов резервуара). Выявленные образования характеризуют структуру вращающейся жидкости. Их кинематические параметры зависят от расстояния от оси вращения r , скорости вращения сосуда f_0 и угла наклона его оси α . Оси этих цилиндрических поверхностей совпадают с осью вращения сосуда. Но это только при $f_{пр} = 0$. При $f_{пр} \neq 0$ оси цилиндрических поверхностей разворачиваются от оси сосуда в сторону оси прецессии. Симметрия течений в сосуде (относительно оси вращения) нарушается. Этим и можно объяснить существенную немонотонность зависимостей на рис. 4 при $f_{пр} \approx 0$.

Выводы

Представленные выше эксперименты позволяют сделать следующие основные выводы.

В резервуаре с жидкостью под действием только переменных объемных сил могут возникать рассогласованные с ним стационарные течения.

В сферическом резервуаре с жидкостью, вращающемся вокруг наклонной оси и содержащем взвешенное твердое ядро, перестройку течений может вызвать даже малый возмущающий фактор (небольшое изменение скорости вращения резервуара или плотности ядра, прецессия оси вращения и др.). Перестройка течений, в ряде случаев, сопровождается значительным смещением ядра и изменением скорости его вращения. Полученные результаты могут быть полезны при построении кинематических моделей движения вещества в недрах Земли, нужных в различных разделах геофизики.

Литература

Авсюк Ю.Н., В.В. Адушкин, В.М. Овчинников. Комплексное исследование подвижности внутреннего ядра Земли // *Физика Земли*. 2001. № 8. С. 64–75.

Кондратьев С.В., В.Н. Родионов. Движение твердого ядра во вращающемся сосуде с жидкостью // *Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли*, книга 1: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: 2003. С. 263–267.

Кондратьев С.В., В.Н. Родионов, Ю.Н. Авсюк. Экспериментальное исследование движения твердого ядра во вращающемся сосуде, заполненном жидкостью // *ДАН*. 2004. Т. 399. № 4. С. 537–539.

Кондратьев С.В., В.Н. Родионов. Влияние вязкости жидкости во вращающемся сосуде на движение твердого ядра. С.В. // *Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер*: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2007. С. 337–341.

Кондратьев С.В., В.Н. Родионов, Ю.Н. Авсюк. Структуры во вращающемся объеме жидкости (инжекция) // *Динамические процессы во взаимодействующих геосферах*: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2006. С. 161–165.

Кондратьев С.В., В.Н. Родионов. Структурирование течений жидкости во вращающемся резервуаре // *Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер*: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2007. С. 341–345.

Кондратьев С.В. Экспериментальные исследования структур, возникающих во вращающемся объеме жидкости // *Геофизика межгеосферных взаимодействий*: сб. науч. тр. РАН. М.: 2008. ГЕОС. С. 142–150.

В РАЗВИТИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ

В.В. Светцов, Г.В. Печерникова, А.В. Витязев

Статистическая модель образования Луны предполагает, что в процессе аккумуляции Земли после многочисленных ударов космических тел по ее поверхности образуется рой осколков на геоцентрических орбитах. С целью обоснования такой модели мы провели численное моделирование ударов по Земле и определили, что существенная часть осколков крупных ударников и некоторая часть вещества Земли выбрасываются на гелиоцентрические орбиты. Размер осколков составляет от 10 см до 10 м. Вращаясь вокруг Солнца, они достаточно быстро входят в сферу Хилла Земли, что может приводить к росту массы роя частиц в сфере Хилла и последующему образованию Луны из этого роя.

Введение

Образование Луны – старая и очень важная проблема планетологии и геофизики, которая до сих пор не имеет окончательного решения. Любая теория происхождения Луны должна удовлетворять основным характеристикам системы Земля-Луна. Это определенная масса Луны (0,012 от массы Земли), угловой момент системы, низкая плотность Луны по сравнению с Землей, недостаток железа на Луне, схожесть и различие Земли и Луны по ряду геохимических показателей (например, сходство в относительном содержании изотопов кислорода и обедненность Луны летучими элементами). Было предложено несколько теорий образования Луны. Ранние гипотезы центробежного отделения и захвата на околоземную орбиту имеют очень существенные недостатки. Отделение требует чрезвычайно быстрого вращения ранней Земли, а захват космического тела крайне маловероятен. Гипотеза коаккреции Шмидта-Сафронова-Рускол [Рускол, 1960, 1975] предполагает, что Земля и Луна образовывались одновременно в процессе аккумуляции планеты. Частицы протопланетного диска, сталкиваясь внутри сферы Хилла, переходили на геоцентрические орбиты и образовали протолунный рой. Однако такая модель дает слишком малую массу этого роя [Витязев и др., 1990] и наталкивается на трудности при объяснении различий в химическом составе Земли и Луны. Сравнительно недавно была предложена другая гипотеза одновременного образования Земли и Луны из облака частиц [Галимов и др., 2005; Галимов, 2011]. Если помимо силы гравитационного притяжения, действующей между частицами, ввести еще определенную силу отталкивания, то из коллапсирующего вращающегося облака может образоваться два объекта. Недостатком модели является необходимость введения силы отталкивания, которая должна быть, как и сила гравитации, обратно пропорциональна квадрату расстояния между частицами (по утверждению авторов такая сила может быть вызвана испарением частиц). Кроме того, необходим пересмотр стандартной модели образования Солнечной системы [Витязев и др., 1990], в которой обоснованы другие механизмы образования планет земной

группы, исключая возможность их происхождения из отдельных коллапсирующих облаков частиц.

Наиболее популярной в настоящее время остается гипотеза происхождения Луны в результате гигантского удара [Hartmann, Davis, 1975; Cameron, Ward, 1976]. Эта гипотеза мегаимпакта была обоснована путем численного моделирования [Benz et al., 1989; Cameron, 2001; Canup, Asphaug 2001]. Наилучшее согласие с параметрами системы Земля-Луна дают варианты дифференцированного ударника с массой 0,1–0,15 от массы Земли (порядка массы Марса), со скоростью ниже 1,1 от скорости убегания и углом удара около 45° [Canup, 2004; Canup, 2008]. В результате такого мегаимпакта образуется диск жидких и твердых частиц, которые через ~ 100 лет образуют Луну [Salmon, Canup, 2012]. Наличие пара может разрушить этот диск, и поэтому, как показывает моделирование [Wada et al., 2006], скорость удара должна быть достаточно низкой. Эффективность объединения частиц в спутник Земли составляет 10–55% [Ida et al., 1997; Kokubo et al., 2000]. Численное моделирование дает соответствующую массу Луны, ее основной состав, угловой момент системы. Но согласование геохимических параметров требует дальнейших исследований.

Заметим, что теория гигантских ударов применялась и для объяснения других особенностей планет – системы Плутон-Харон, массивного ядра Меркурия, дихотомии Марса, обратного вращения Венеры. В каждом случае авторами гипотез подбираются специальные параметры ударяющих тел. Возникает вопрос о том, насколько вероятны такие специфические удары. В то же время, в стандартной теории образования планет земной группы [Витязев и др., 1990] показано, что Земля в процессе своего роста неоднократно подвергалась ударам крупных тел (макроимпактам), массы наибольших из них могли составлять от 7 до 0,2% от массы растущей Земли, в период ее роста от 0,7 до 0,99 от современной массы Земли [Печерникова, Витязев, 2005]. Макроимпакты могли привести к образованию протолунного роя частиц и существенно увеличить угловой момент системы Земля-Луна. Была предложена статистическая модель образования Луны [Печерникова, 1989; Витязев, Печерникова, 1996], в которой предполагается, что рой частиц, образованный в соответствии с коаккреционной моделью, пополняется осколками ударника и выбросами из мишени после многочисленных ударов тел по растущей Земле. В модели коаккреции масса роя частиц составляет лишь 10^{-4} – 10^{-5} от массы Земли. Но для образования Луны нужно иметь рой массой 10^{-1} – 10^{-2} от массы Земли. Для обоснования статистической модели необходимо ответить на несколько вопросов. Какова суммарная масса осколков, выбрасываемая после ударов на геоцентрические и гелиоцентрические орбиты? Каковы размеры осколков? Могут ли они взаимодействовать с затравочным роем частиц, увеличивая его массу? В данной работе мы получили оценки с помощью численного моделирования ударов по растущей Земле.

Постановка задачи

Мы предполагали, что растущая Земля имеет то же строение и отношение массы ядра к полной массе, что и современная планета. Распределение плотности и давления по радиусу строится на основе уравнений гидродинамического равновесия с использованием соответствующих уравнений состояния. Предполагался рост температуры от 300 К на поверхности до ~ 2500 К на границе ядра с мантией.

Скорости ударов по растущей планете невелики. Выбирая параметр Сафронова равным 2 [Витязев и др., 1990], мы получаем скорости сталкивающихся с ра-

стущей Землей тел на бесконечности около 5 км/с. Это приводит к скорости удара очень близкой к скорости убегания планеты. Из простых оценок следовало, что масса вещества, выброшенного из сферы влияния планеты, может составлять до 0,1 от массы ударника [Печерникова, 1989]. Но численное моделирование ударов по плоской мишени под разными углами показывает, что при таких скоростях преодолеть притяжение планеты и быть выброшенной на гелиоцентрические орбиты может лишь очень незначительная масса [Svetsov, 2011]. Моделирование лобовых ударов крупных тел с большими скоростями также дает незначительную массу таких выбросов [Svetsov, 2005]. Поэтому в качестве единственной возможности выброса хотя бы нескольких процентов вещества ударяющего тела представлялись удары крупных тел под большими углами. Углом удара мы называем угол между скоростью ударника и вектором, направленным из центра ударника в центр Земли в момент контакта.

Так как множество данных свидетельствует о дифференциации в крупных допланетных телах в ходе формирования планет [Витязев и др., 1990], то ударники можно считать дифференцированными с соотношением железного ядра и каменной оболочки, аналогичным Земле. В пренебрежении прочностью моделирование ударов крупных тел по планете под разными углами представляет собой трехмерную гидродинамическую задачу.

Метод математического моделирования

Для математического моделирования макроимпактов была разработана программа численного решения гидродинамических уравнений в сферической системе координат, центр которой помещается в центр Земли. Схема решения аналогична методу СОБА [Shuvalov, 1999], который использовался раньше в декартовых и осесимметричных координатах. В сферических координатах в уравнениях появляется несколько дополнительных членов, но методика перетока массы, импульса и энергии между ячейками и разделения уравнений по направлениям остается той же самой. Ударяющее тело располагалось у поверхности Земли в области экватора, причем предполагалось, что течение симметрично относительно экваториальной плоскости. Это позволяло моделировать только полупространство с зенитными углами от 0 до 90°. По азимутальному углу, который изменяется от 0 до 360°, ставилось периодическое граничное условие. Центр Земли остается неподвижным, что ограничивает применимость метода относительно небольшими (не гигантскими) телами, но для них сферическая система координат оказывается более удобной. Для мантии Земли и ударника использовалось уравнение состояния дунита АНЕОС, уравнение состояния железа использовалось в виде Тиллотсона [см. Мелош, 1994].

Сферически симметричное гравитационное поле Земли искажается за счет массы ударника и перераспределения массы Земли в процессе кратерообразования. Для отклонения гравитационного потенциала от сферически симметричного вводилось уравнение Пуассона с нулевыми граничными условиями в начале координат и на периферии. Оно решалось методом переменных направлений. Неявные разностные уравнения для потенциала решались методом прогонки.

Разностная сетка состояла из 250×100×225 узлов по азимуту, зенитному углу и расстоянию до центра координат соответственно. Размеры ячеек составляли 1/40 диаметра ударника в области удара и увеличивались к границам расчетной области и к антиподной зоне. Помимо определения газодинамических переменных вво-

дилось около 600 000 пассивных (движущихся со скоростью среды) маркерных частиц, которые первоначально распределены в ударнике и подвергающейся удару области мишени по одной в каждой ячейке. Каждая частица имеет массу, соответствующую занимаемому ей объему до удара, и несет информацию о состоянии представляемого ею вещества.

Для оценки размеров осколков при разлете вещества применялся подход, который использовался в расчетах гигантских ударов [Benz et al., 2007], а именно модель динамической фрагментации [Grady, 1982]. В каждый момент времени определялось состояние вещества по температуре и давлению с использованием формул [McKenzie, Bickle, 1988]. По формулам [Grady, 1982] для жидкости размер капель зависит от скорости уменьшения плотности, которая определялась при решении гидродинамических уравнений, и коэффициентов поверхностного натяжения (0,35 Н/м для дунита и 1,4 Н/м для железа). В случае разлета твердого вещества использовалась модифицированная модель [Glenn, Chudnovsky, 1986], в которой размер фрагментов определяется рядом коэффициентов (прочность на растяжение, вязкость разрушения, скорость продольных волн, модуль Юнга, коэффициент Пуассона). Выбирались типичные значения этих коэффициентов из литературы.

После удара под большим углом ударяющее тело может продолжить движение по траектории в раздробленном состоянии. Под действием гравитационных сил оно может через какое-то, возможно очень длительное, время снова собраться в единое тело или несколько крупных тел. Моделирование на основе уравнений гидродинамики проводилось в течение ограниченного промежутка времени, когда тело и его фрагменты после удара находятся в пределах Роша или достигают их. Затем маркерные частицы считались действительными фрагментами, причем сферической формы, и их движение рассчитывалось по механическим уравнениям в поле притяжения Солнца и вращающейся по своей орбите Земли. Вводилась сила притяжения между каждой парой фрагментов. Если фрагменты соприкасались, то они заменялись одним фрагментом с суммарной массой и импульсом и нормальной плотностью. Так как количество мелких осколков в действительности оказывается огромным, то невозможно рассчитывать движение всех их. Маркерные частицы в нашем случае являются лишь представителями некоторого большого количества осколков, занимающих определенную область пространства.

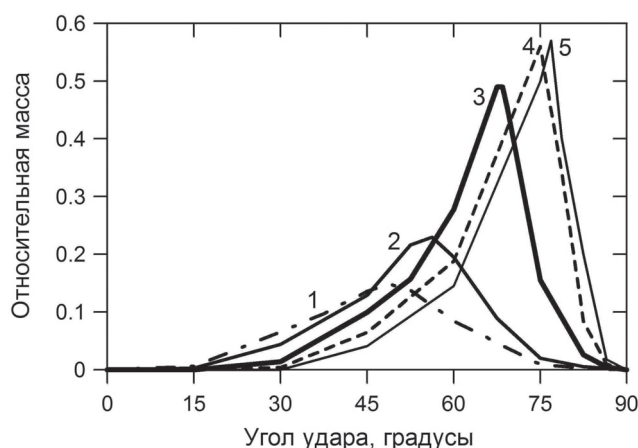
Такой расчет движения фрагментов по орбитам проводился для промежутка времени порядка года. В результате определялась масса тех фрагментов, которые не испытали слияний. Она и считалась той массой мелких частиц, которая может пополнить протолунный рой. Предполагается, что крупные фрагменты не тормозятся протолунным роем при встрече с ним и, продолжая двигаться по своим орбитам вокруг Солнца, в конце концов, вновь сталкиваются с Землей.

Результаты расчетов

Основная часть вычислений была проведена для Земли массой 0,7 от ее современной массы M_{\oplus} . Несколько вариантов были рассчитаны для массы планеты, равной 0,5 и 0,9 M_{\oplus} . Оказалось, при равных отношениях диаметра ударника к диаметру Земли результаты отличаются достаточно слабо. Скорость ударника на бесконечности изменялась от 4,4 до 5,4 км/с при изменении массы Земли от 0,5 до 0,9 M_{\oplus} . Результаты вычислений для различных углов удара и отношений диаметра ударника к диаметру Земли δ от 0,025 до 0,3 показаны на рис. 1.

Рис. 1. Отношение массы частиц, выбрасываемых после ударов на гелиоцентрические орбиты, к массе ударяющего тела μ в зависимости от угла удара для нескольких относительных диаметров тел.

1 – отношение диаметра тела к диаметру Земли $\delta = 0,3$; 2 – $\delta = 0,2$; 3 – $\delta = 0,1$; 4 – $\delta = 0,05$; 5 – $\delta = 0,025$. Масса Земли составляла 0,7 от современной.

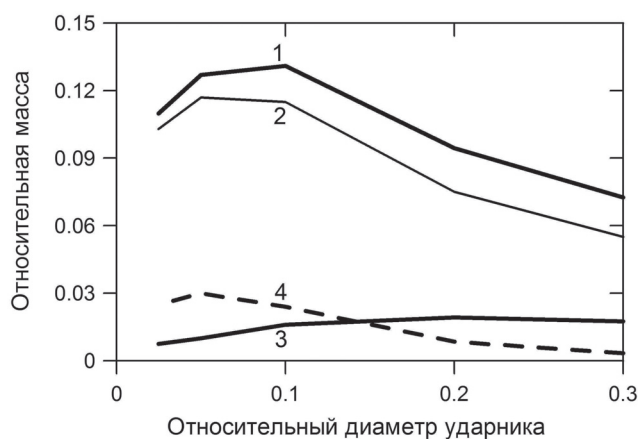


При лобовых ударах под углами α от 0 до 15° во всех случаях не происходило заметных выбросов на гелиоцентрические орбиты. Для крупных ударников с относительным диаметром $\delta = 0,3$ максимальная масса выбросов достигается при $\alpha \approx 45^\circ$. С ростом угла до 90° отношение массы выбросов на гелиоцентрические орбиты к массе ударника μ уменьшается, так как после контакта с Землей тело, выйдя за предел Роша, почти полностью собирается в единый объект своими гравитационными силами. С уменьшением δ относительное время контакта с поверхностью Земли (выраженное в диаметре ударника, деленном на скорость удара) становится все больше. Поэтому при больших α относительно мелкие ударники разрушаются сильнее, и значительная часть фрагментов отрывается от основной массы ударника.

Плотность вероятности удара под углом α равна $\sin 2\alpha$ [Gilbert, 1893; Shoemaker, 1962]. Поэтому, интегрируя μ по углам с весом $\sin 2\alpha$, мы получаем осредненные величины массы частиц, уходящих со скоростью выше второй космической. Они представлены на рис. 2. Как видно, эта относительная масса существенно превышает относительную массу Луны (более чем в 10 раз при $\delta = 0,1$). Небольшая часть вещества ударника, в среднем около 0,5%, остается на геоцентрических орбитах. Это немного, но существенно больше, чем дает модель коаккреции для до-спутникового роя.

Рис. 2. Осредненная по углам относительная масса частиц, выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты в зависимости от относительного диаметра ударяющего тела δ .

1 – полная масса, 2 – масса частиц, состоящих из вещества ударника, 3 – масса частиц мишени, 4 – масса частиц из ядра ударника.



Оценки, полученные в процессе моделирования ударов, показывают, что размеры выбрасываемых на гелиоцентрические орбиты частиц лежат в интервале от 10 см до 10 м. (Эти размеры существенно больше размеров выбрасываемых частиц, порядка 1 см, которые были определены в работе [Benz et al., 2007] для мегаимпактов по Меркурию со значительно более высокими скоростями 25–30 км/с). Средние скорости на бесконечности у частиц, преодолевающих притяжение Земли, оказываются на ~0,5–1 км/с выше скорости ударника на бесконечности до столкновения с Землей. Через некоторое время большинство этих частиц вновь попадает в сферу Хилла Земли. Для оценки этого времени мы провели расчеты движения частиц, выбрасываемых с поверхности Земли под всеми возможными углами со скоростями, соответствующими скоростям на бесконечном удалении от Земли от 1 до 10 км/с. Оказалось, что их траектории пересекаются со сферой Хилла через 200–400 лет. Отклонение большой полуоси орбиты метрового фрагмента на 0,01 а.е. за счет эффекта Ярковского происходит в среднем за время порядка 1 млн лет [Bottke et al., 2006]. Эффект Пойнтинга-Робертсона приводит к изменению большой полуоси дециметрового фрагмента на 0,01 а.е. также за ~1 млн лет, а десятиметрового фрагмента за время в 100 раз больше [Wyatt, Whipple, 1950]. Таким образом, выбрасываемые частицы вполне могут взаимодействовать с протолунным роем частиц, движущихся в сфере Хилла.

Обсуждение и выводы

Мы получили, что достаточная для образования Луны масса частиц выбрасывается после ударов крупных тел на гелиоцентрические орбиты. Двигаясь по этим орбитам, частицы пересекают сферу Хилла Земли с интервалом в несколько сотен лет. Размеры частиц таковы, что негравитационные эффекты могут изменить их орбиты лишь за значительно большие времена. Время жизни современных малых тел на околоземных орбитах за счет динамических механизмов составляет около 10 млн лет [Gladman et al., 2000]. Но частицы после макроимпактов выбрасываются на малоэксцентричные гелиоцентрические орбиты, которые распределяются в более узкой зоне вдоль земной орбиты.

Выбрасываемые частицы могут сталкиваться с околоземным роем частиц, образованным в сфере Хилла, и приводить к росту его массы, но эти процессы требуют дальнейших исследований. Так как частицы являются осколками тех самых тел, которые образуют Землю, то состав Земли и роя частиц должен быть схожим. Однако мы получили, что железные частицы составляют от 5 до 20% от массы всех частиц при изменении относительного диаметра ударника от 0,3 до 0,025. Это заметно больше относительной массы ядра Луны, которая составляет 1–3%. Можно предположить, что вязкость и трение, которые не учитывались при моделировании ударов, способствуют меньшей степени дробления ядер ударников, которые, сохраняя крупные размеры, не могли быть захвачены протолунным роем, и через какое-то время выпадали на Землю. С другой стороны, можно представить, что если ядро ударника нагрето до высокой температуры, то оно может частично испариться при падении давления после удара и сконденсироваться в мелкие частицы, которые тормозятся за счет эффекта Пойнтинга-Робертсона. Мы предполагаем в дальнейшем продолжить обоснование статистической модели образования Луны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 10-05-00484-а и Программы Президиума РАН № 28.

Литература

- Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С.* Планеты земной группы: происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.
- Витязев А.В., Печерникова Г.В.* Ранняя дифференциация Земли и проблема лунного состава // *Физика Земли*. 1996. № 6. С. 3–16.
- Галимов Э.М., Кривцов А.М., Забродин А.В. и др.* Динамическая модель образования системы Земля–Луна // *Геохимия*. 2005. № 11. С. 1137–1149.
- Галимов Э.М.* Образование Луны и Земли из общего супрапланетного газо-пылевого сгущения (доклад на XIX всероссийском симпозиуме по геохимии изотопов 16 ноября 2010 г.) // *Геохимия*. 2011. № 6. С. 563–580.
- Мелosh Г.* Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир. 1994. 336 с.
- Печерникова Г.В.* К формированию и эволюции допланетных роев // *Планетная космогония и науки о Земле*. М: Наука. 1989. С. 106–139.
- Печерникова Г.В., Витязев А.В.* Импаkты и эволюция ранней Земли // *Катастрофические воздействия космических тел*. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. С. 251–265.
- Рускол Е.Л.* О происхождении Луны. I. Образование околоземного роя тел // *Астрономический журнал*. М.:1960. Т. 37. С. 690–702.
- Рускол Е.Л.* Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. 188 с.
- Benz W., Cameron A.G.W., Melosh H.J.* The origin of the Moon and the single impact hypothesis III // *Icarus*. 1989. V. 81. P. 113–131.
- Benz W., Anic A., Horner J., Whitby J.A.* The origin of Mercury // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 132. P. 189–202.
- Bottke W.F., Vokrouhlicky D., Rubincam D.P., Nesvorny D.* The Yarkovsky and YORP effects: Implications for asteroid dynamics // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 2006. V. 34. P. 157–191.
- Cameron A.G.W., Ward W.R.* The origin of the Moon // *Lunar and Planetary Science Conference VII*. 1976. P. 120–122.
- Cameron A.G.W.* From interstellar gas to the Earth-Moon system // *Meteoritics & Planetary Science*. 2001. V. 36. P. 9–22.
- Canup R., Asphaug E.* Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation // *Nature*. 2001. V. 412. P. 708–712.
- Canup R.M.* Simulations of a late lunar-forming impact // *Icarus*. 2004. V. 168. P. 433–456.
- Canup R.M.* Lunar-forming collisions with pre-impact rotation // *Icarus*. 2008. V. 196. P. 518–538.
- Gilbert G.K.* The moon's face, a study of the origin of its features // *Bull. Philos. Soc. Washington*. 1893. V. 12. P. 241–292.
- Gladman B., Michel P., Froeschle C.* The near-Earth object population // *Icarus*. 2000. V. 146. P. 176–189.
- Glenn L.A., Chudnovsky A.* Strain-energy effects on dynamic fragmentation // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 59. P. 1379–1380.
- Grady D.E.* Local inertial effects in dynamic fragmentation // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. P. 322–325.
- Hartmann W.K., Davis D.R.* Satellite-sized planetesimals and lunar origin // *Icarus*. 1975. V. 24. P. 504–515.
- Ida S., Canup R. M., Stewart G. R.* Lunar accretion from an impact-generated disk // *Nature*. 1997. V. 389. P. 353–357.
- Kokubo E., Ida S., Makino J.* Evolution of a circumterrestrial disk and formation of a single moon // *Icarus*. 2000. V. 148. P. 419–436.
- McKenzie D., Bickle M.J.* The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere // *Journal of Petrology*. 1988. V. 29. P. 625–679.

Salmon J.J., Canup R.M. Three-stage lunar accretion: slow growth of the Moon and implications for Earth-Moon isotopic similarities // LPSC 43. 2012. Abstract # 2540.

Shoemaker E.M. Interpretation of lunar craters // Physics and Astronomy of the Moon. New York: Academic Press, 1962. P. 283–359.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. No. 6. P. 381–390.

Svetsov V.V. Numerical simulations of very large impacts on the Earth // Planetary and Space Science. 2005. V. 53. P. 1205–1220.

Svetsov V. Cratering erosion of planetary embryos // Icarus. 2011. V. 214. P. 316–326.

Wyatt S.P., Whipple F.L. The Poynting-Robertson effect on meteor orbits // Astrophysical Journal. 1950. V. 111. P. 134–141.

УДК 550.3

ГЕОРЕАКТОР

В.Н. Сергеев

Представлен краткий обзор по гипотезе существования в недрах Земли природного ядерного реактора – геореактора. Интерес к этой гипотезе вызван недостаточностью современных знаний о тепловом балансе Земли, а также об источниках, генерирующих земное магнитное поле. Рассмотрены различные предложения о месте расположения гипотетического геореактора в земных недрах: в центре Земли, на границе жидкого и твердого ядра Земли и на границе мантии и ядра. Приведены ограничения сверху на мощность гипотетического геореактора в центре Земли и на границе твердого и жидкого ядра Земли, полученные на основе измерений потоков нейтрино, рождаемых в недрах Земли (геонейтрино).

Введение

Измеренный тепловой поток из недр Земли на земной поверхности составляет 47 ± 2 ТВт [Davies, Davies, 2010]. Современные модели дают значения теплового потока из земных недр в достаточно широком диапазоне [Anderson, 2009], что оставляет возможность существования энергетических источников помимо обычно рассматриваемых, таких как радиоактивный распад сосредоточенных в недрах Земли радиоактивных изотопов (в основном ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K), гравитационная дифференциация вещества в мантии и ядре, приливное трение и т.д. Таким источником тепла мог бы быть и природный ядерный реактор.

Природный ядерный реактор

При захвате нейтронов ядра тяжелых элементов, в частности, урана и тория, становятся нестабильными и делятся на части [Широков, Юдин, 1980; Блан, 1989]. При этом выделяется энергия и несколько нейтронов, что дает возможность осуществ-

вления самоподдерживающейся ядерной реакции деления при условии, что потери нейтронов в среде, вызванные рассеянием и поглощением ядрами неделящихся элементов, меньше, чем их воспроизводство. Энергия нейтронов, выделяемых при делении ядер, довольно высока (порядка нескольких МэВ). При рассеянии на ядрах среды нейтроны деления быстро теряют первоначальную энергию. Имея в виду, что для деления наиболее распространенного изотопа урана ^{238}U требуются нейтроны с энергиями выше 1 МэВ, потеря энергии нейтронами деления препятствует осуществлению самоподдерживающейся ядерной реакции деления ^{238}U . Изотоп урана ^{235}U делится нейтронами любых энергий, но доля его в природном уране не велика. Для улучшения возможности протекания самоподдерживающейся реакции деления в природном уране в среде необходимо присутствие вещества, ядра которого замедляли бы нейтроны деления, не поглощая их – замедлителя. Причиной этого служит то обстоятельство, что нейтроны легко поглощаются делящимися ядрами в том случае, если у них маленькая энергия движения.

Природный уран состоит в основном из двух изотопов ^{238}U (период полураспада – $4,468 \cdot 10^9$ лет) и ^{235}U (период полураспада – $7,04 \cdot 10^8$ лет) [Audi et al., 2003]. Распространенность этих изотопов урана в настоящее время ^{238}U – 99,2745% и ^{235}U – 0,7200% [Audi et al., 2003]. Для того, чтобы могла начаться самоподдерживающаяся реакция деления урана, необходима концентрация ^{235}U в природном уране более высокая, чем 0,72%. Из-за меньшего времени полураспада ^{235}U его концентрация в природном уране в прошлом была выше. Впервые вопрос о возможности протекания самоподдерживающейся реакции деления урана и тория в естественных условиях когда-либо в прошлом был рассмотрен в работах [Wetherill, 1953; Wetherill, Inghram, 1953]. В работе [Kuroda, 1956] было показано, что $2,1 \cdot 10^9$ лет назад и ранее, когда концентрация ^{235}U в природном уране была выше 4%, при наличии замедлителя нейтронов (в [Kuroda, 1956] в этом качестве рассматривалась вода) и достаточных размерах скопления природного урана, могла начаться самоподдерживающаяся реакция деления урана. В 1972 году в урановом месторождении близ Окло (Западная Африка) были обнаружены следы работы природного ядерного реактора [Петров, 1977]. Это открытие в дальнейшем стимулировало рассмотрение возможности существования природного ядерного реактора в глубинах Земли – геореактора. Были предложены гипотезы о существовании геореактора в ядре, в центре Земли, на границе жидкого и твердого ядра Земли и на границе мантии и ядра.

Гипотезы о геореакторе

Впервые гипотеза о существовании геореактора в ядре, в центре Земли рассматривалась в работе [Herndon, 1993]. В дальнейшем эта гипотеза получила свое развитие в работах [Herndon, 1996; 2007; Hollenbach, Herndon, 2001] и некоторых других. В настоящем виде она представлена в [Herndon, 2009]. По мнению автора гипотезы, в центре Земли, в глубине внутреннего ядра располагается природный ядерный реактор, состоящий из активной зоны и оболочки из продуктов деления и радиоактивного распада. Эта оболочка может находиться в жидком состоянии. Оболочка геореактора поглощает нейтроны. При увеличении мощности геореактора происходит расширение вещества активной зоны и смешивание делящихся материалов с поглощающим нейтроны веществом оболочки. При этом мощность геореактора падает. Затем происходит отделение вещества оболочки от делящихся материалов и мощность геореактора снова увеличивается. Таким образом осу-

ществляется саморегуляция работы геореактора. Магнитное поле Земли, по мнению автора гипотезы, создается конвекцией в оболочке геореактора, а не конвекцией в жидком ядре. Для подтверждения гипотезы в [Hollenbach, Herndon, 2001] приведены результаты математического моделирования работы геореактора.

Возможность существования геореактора на границе жидкого и твердого ядра Земли рассматривалась в работе [Анисичкин, Безбородов, 2009] и других работах с участием тех же авторов. Так в [Анисичкин и др., 2003] приводится обоснование концентрации делящихся материалов на границе жидкого и твердого ядра Земли, и рассматриваются различные механизмы протекания самоподдерживающейся ядерной реакции в ядре Земли. В качестве основных механизмов реакций в активном слое предлагаются квазистационарное горение с воспроизводством делящихся изотопов и нейтронно-делительная волна [Феоктистов, 1989]. Рассматривается также возможность взрывного характера протекания ядерных реакций, в частности, инициированного падением на Землю крупных тел.

Гипотеза о существовании геореактора на границе мантии и ядра Земли рассматривалась в работе [De Meijer, Van Westrenen, 2008]. Авторы этой гипотезы обращают внимание на то, что концентрация урана и тория в нижней мантии на границе мантии и ядра (при условии их равномерного распределения) в далеком прошлом была всего в несколько раз меньше, чем необходимо для начала работы геореактора. Неоднородности в распределении урана и тория, а также присутствие плутония ^{244}Pu , как источника нейтронов могли, по мнению авторов, привести к началу работы геореактора на быстрых нейтронах с воспроизводством ядерного топлива.

В качестве подтверждения всех гипотез о геореакторе их авторы приводят данные о соотношении стабильных изотопов гелия $^3\text{He}/^4\text{He}$ в изверженных породах. Увеличение $^3\text{He}/^4\text{He}$ в изверженных породах относительно $^3\text{He}/^4\text{He}$ в атмосфере они объясняют радиогенным происхождением ^3He и ^4He , связанным с работой геореактора. Обсуждается также влияние возможного нестационарного характера работы геореактора на процессы, происходящие в Земле (изменение магнитного поля Земли и т.п.).

Важнейшим вопросом при рассмотрении возможности существования геореактора является вопрос о механизме концентрации делящихся материалов (урана и тория) в земных недрах. Этот вопрос является слабым местом всех предложенных гипотез о геореакторе (смотри, например, комментарии к [Анисичкин, Безбородов, 2009], опубликованные вместе с самой статьей). Однако полностью исключать возможность существования геореактора в недрах Земли пока еще нельзя. Окончательно подтвердить или опровергнуть эти гипотезы могут измерения потоков нейтрино из недр Земли – геонейтрино.

Измерение потоков геонейтрино и гипотеза геореактора

Анализ данных, полученных детекторами KamLAND и Borexino, дает возможность получить информацию о гипотетическом природном ядерном реакторе. В работе [Bellini et al., 2010] на основе данных Borexino для геореактора в центре Земли получено ограничение по мощности в 3 ТВт. Аналогичное ограничение по данным KamLAND составляет 6,2 ТВт [Abe et al., 2008]. В работе [Fogli et al., 2010] получены несколько иные значения ограничения на мощность геореактора в центре Земли. Для данных Borexino – 4,1 ТВт, для данных KamLAND – 6,7 ТВт и совместная обработка данных KamLAND и Borexino дает 3,9 ТВт.

В отличие от гипотезы о существовании геореактора в центре Земли, когда известно точное местоположение источников антинейтрино от геореактора, в гипотезах о существовании геореактора на границе жидкого и твердого ядра Земли и на границе мантии и ядра точное местоположение геореактора неизвестно. Это обстоятельство вносит некоторую неопределенность при обработке данных измерений геонейтринных потоков. В предположении существования геореактора на границе жидкого и твердого ядра, на основе данных наблюдений KamLAND за 2002–2009 годы и данных наблюдений Borexino за 2007–2009 годы, в работе [Rusov et al., 2010] получена оценка мощности геореактора в интервалах времени по несколько лет для различных оптимальных расстояний от геореактора до детектора. Результат составил от нескольких десятков до 5 ТВт. На основании этих результатов авторы работы [Rusov et al., 2010] делают вывод о существенно нестационарном режиме работы геореактора.

Заключение

В любом случае гипотеза о существовании геореактора остается пока гипотезой, и для ее проверки требуется регистрация геонейтрино (при достаточной статистике) с энергиями выше 3,26 Мэв [Русов, Тарасов, Литвинов, 2008], то есть с энергиями выше тех, что дают реакции распада радиоактивных изотопов в недрах Земли [Сергеев, 2010], так как энергетический спектр геонейтрино от геореактора простирается до 8 Мэв. В настоящее время накопленных данных пока недостаточно для проведения этой работы. С вводом в эксплуатацию в ближайшие годы новых детекторов, способных регистрировать геонейтрино, SNO+ и Hanohano [Сергеев, 2010] и накоплением новых данных на уже действующих детекторах KamLAND и Borexino гипотеза о геореакторе может быть подтверждена или опровергнута в течение нескольких лет. Следует отметить, что остановка японских промышленных ядерных реакторов, вызванных трагическими событиями марта 2011 года, уменьшит фон геонейтринных потоков, связанный с реакторными антинейтрино, и улучшит качество данных, получаемых детектором KamLAND.

Автор благодарит профессора А.В. Витязева за постоянный интерес к проблемам нейтринной геофизики и внимание к этой работе.

Литература

- Анисичкин В.Ф., Безбородов А.А., Еришов А.П., Суслов И.Р. Возможные режимы цепных ядерных реакций в ядре Земли / VII Забабахинские научные чтения. Сентябрь 8–12, Снежинск. 2003.
- Анисичкин В.Ф., Безбородов А.А. Ядерная топка Земли // Наука из первых рук, 2009, №3, С. 26–35.
- Блан Д. Ядра, частицы, ядерные реакторы. М.: Мир. 1989. 336 с.
- Петров Ю.В. Естественный ядерный реактор Окло // Успехи физических наук. 1977, т. 123, вып. 3, с. 473–486.
- Русов В.Д., Тарасов В.А., Литвинов Д.А. Физика реакторных антинейтрино. М.: Эдиториал УРСС. 2008. 408 с.
- Сергеев В.Н. Перспективы геонейтринных исследований / Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2010, с. 54–58.

- Феокистов Л.П.* Нейтронно-делительная волна // Доклады АН СССР. 1989. Т. 309. № 4. С. 864–867.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П.* Ядерная физика. М.: Наука. 1980. 728 с.
- Abe S. et al.* Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND // Phys. Rev. Lett. 2008, 100, 221803; arXiv: 0801.4589v3 [hep-ex].
- Anderson D.A.* Energetics of the Earth and the Missing Heat Source Mystery / 2009, <http://www.mantleplumes.org/Energetics.html>.
- Audi G. et al.* The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties // Nuclear Physics A. 2003, 729. P. 3–128.
- Bellini G. et al.* Observation of Geo-Neutrinos // Phys. Lett. 2010, B687, P. 299–304; arXiv: 1003.0284v2 [hep-ex].
- Davies, J.H., Davies D.R.* Earth's surface heat flux // Solid Earth. 2010, 1, P. 5–24.
- Fogli G.L. et al.* Combined analysis of KamLAND and Borexino neutrino signals from Th and U decays in the Earth's interior // Phys. Rev. D 82:093006, 2010; arXiv: 1006.1113v1 [hep-ph].
- Herndon J.M.* Feasibility of a nuclear fission reactor at the center of the Earth as the energy source for the geomagnetic field // Journal of Geomagnetism and Geoelectricity. 1993, 45. P. 423–437.
- Herndon J.M.* Sub-structure of the inner core of the Earth / Proceedings of the National Academy of Sciences USA. 1996, 93. P. 646–648.
- Herndon J.M.* Nuclear georeactor generation of the Earth's geomagnetic field // Current Science. 2007. V. 93. No. 11. P. 1485–1487.
- Herndon J.M.* Uniqueness of Herndon's Georeactor: Energy Source and Production Mechanism for Earth's Magnetic Field; arXiv: 0901.4509v2 [physics.gen-ph].
- Hollenbach D.F., Herndon J.M.* Deep-Earth reactor: Nuclear fission, helium, and the geomagnetic field / Proceedings of the National Academy of Sciences USA. 2001, 98. P. 11085–11090.
- Kuroda P.K.* On the Nuclear Physical Stability of the Uranium Minerals // J. Chem. Phys. 1956. V. 25. No. 4. P. 781–782.
- De Meijer R.J., Van Westrenen W.* Assessing the feasibility and consequences of nuclear georeactors in Earth's core-mantle boundary region; arXiv: 0805.0664v1 [physics.geo-ph].
- Rusov V.D. et al.* The KamLAND-experiment and Soliton-like Nuclear Georeactor. Part 1. Comparison of Theory with Experiment; arXiv: 1011.3568v3 [astro-ph.EP].
- Wetherill G.W.* Spontaneous fission yields from uranium and thorium // Phys. Rev. 1953. V. 92. No. 4. p. 907–912.
- Wetherill G.W., Inghram M.G.* / Proc. of the Conference on Nuclear Processes in Geologic Settings, USA, Sept. 1953, p. 30.

ГЛАВА 2
ГЕОМЕХАНИКА
И СЕЙСМОТЕКТОНИКА

ОБ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ (ПРИМЕР ГЕОМЕХАНИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ)

Г.Г. Кочарян

Анализ показывает, что выполняемый в первом приближении закон подобия для событий разного масштаба, в действительности, заметно нарушается при исследовании данных, полученных в близких тектонических условиях. Этот эффект не исчезает и при учете «недооценки» вклада высоких частот в сейсмическую энергию. Рассмотрение простой геомеханической модели процесса динамического сдвига приводит к заключению, что увеличение излучательной эффективности с ростом магнитуды события определяется закономерным снижением жесткости разломной зоны с масштабом.

Введение

Известно, что землетрясения обладают разным «коэффициентом полезного действия». Доля энергии, излученной в виде сейсмических волн, может изменяться в довольно широких пределах. Обычно полагают, что для тектонического землетрясения сейсмическая энергия E_s составляет порядка нескольких процентов от величины изменения внутренней энергии системы ΔE_d [Садовский и др., 1987]. Однако в ряде случаев это соотношение становится существенно иным. Так, например, для «цунамигенных» землетрясений отношение $E_s/\Delta E_d$ на один-два порядка ниже [Kanamori, Brodsky, 2004], а для, так называемых, тихих землетрясений доля E_s становится пренебрежимо мала [Peng, Gombert, 2010].

Для «обычных» коровых землетрясений с успехом используются эмпирические соотношения, связывающие магнитуду (масштаб) землетрясения M и сейсмическую энергию. Классическим является уравнение Гуттенберга-Рихтера [Касахара, 1985].

$$\lg E_s = 1,5M + 4,8. \quad (1)$$

Сейсмологами бывшего СССР широко применяются и различные зависимости, связывающие, так называемый энергетический класс K ($K = \lg E_s$) и магнитуду [Раутиан, 1960]. Эти соотношения несколько видоизменяются от региона к региону и, иногда, при переходе от малых событий к большим. При этом вопрос о том, одинакова ли эффективность излучения для событий разного масштаба, остается открытым до сих пор.

Землетрясение, по сравнению, например, с взрывом, характеризуется более сложным источником сейсмических волн не обладающим, даже в первом прибли-

жении, сферической симметрией. Размеры источника существенно различаются в разных направлениях, а приуроченность очага к разлому изначально подразумевает анизотропию характеристик среды. В силу этого универсальные соотношения подобия для природной и техногенной сейсмичности не применяются. Тем не менее, введение такого понятия как сейсмический момент [Аки, Ричардс, 1982] оказалось удобным для вывода соотношений, используемых для пересчета характеристик процесса событий разного масштаба.

Различными авторами неоднократно делались попытки анализа выполнения соотношений самоподобия для сейсмичности. Однако использование разных методов обработки зачастую приводило к противоположным выводам [Kanamori et al., 1993; Domański, Gibowicz, 2008; Ide, Beroza, 2001; Baltay et al., 2010 и др.].

В настоящей работе мы попытались привлечь представления геомеханики разломных зон для интерпретации некоторых сейсмологических данных, анализ которых приводит к заключению о нарушении закономерностей подобия.

Сейсмический момент и сейсмическая энергия

Скалярный сейсмический момент M_0

$$M_0 = \mu \cdot \Delta U \cdot S, \quad (2)$$

есть характеристика, определяемая различными способами из результатов сейсмологических, геодезических и геологических наблюдений, является квазистатической в том смысле, что она не зависит от динамических параметров очага таких, как скорость распространения разрыва или амплитуда скачка напряжений. В (2) μ – модуль сдвига породы в очаге, S – площадь очага, ΔU – смещение по разрыву. Ясно, что обычное и «тихое» землетрясение может иметь один и тот же сейсмический момент.

Модуль сдвига породы в очаге μ обычно определяется по соответствующим моделям Земли. Величина относительного перемещения берегов разлома ΔU рассчитывается путем инверсии результатов измерений параметров сейсмических колебаний или GPS данных. Площадь очага S оценить не всегда просто, однако, используя комплекс методов – измерение площади расположения облака афтершоков, геологические данные о выходе разрыва на поверхность, GPS данные, параметры сейсмических колебаний – площадь очага для крупных событий оценивается довольно надежно.

Величина сейсмического момента с хорошей точностью может быть определена и независимо, по результатам измерений параметров низкочастотной области спектра сейсмических колебаний. Справедливо соотношение [Аки, Ричардс, 1982]:

$$M_0 = \Psi^2 \Phi \cdot 4\pi \cdot \rho \cdot C_s^3 \cdot r \cdot \Omega_0. \quad (3)$$

Здесь Ψ – коэффициент, учитывающий направленность излучения, Φ – коэффициент, определяемой углом выхода луча на свободную поверхность, ρ – плотность, C_s – скорость поперечных волн, r – расстояние от источника до точки наблюдения. Ω_0 – амплитуда «полки» в низкочастотной части спектра смещения, которая оценивается при помощи аппроксимации зарегистрированного спектра одним из модельных. Чаще всего используется модель Брюна [Brune, 1970] в которой амплитудный спектр смещений описывается формулой:

$$\Omega(\omega) = \frac{\Omega_0}{1 + f^2/f_0^2}. \quad (4)$$

Соответственно спектр скорости смещения:

$$\dot{\Omega}(\omega) = \frac{i\omega\Omega_0}{1 + f^2/f_0^2}. \quad (5)$$

В (4) и (5) f_0 – угловая частота спектра.

Величина E_s , в отличие от M_0 , определяется динамикой развития разрыва. Энергии сейсмических волн, излучаемые обычным и тихим событием с одинаковым моментом, будут несопоставимы. Излученная сейсмическая энергия E_s может быть вычислена интегрированием зарегистрированных сейсмограмм [Kanamori et al., 1993] или их спектров [Venkataraman, Kanamori, 2004].

В первом случае определяется поток энергии через референс-сферу радиусом r_0

$$E_s \approx \Theta \cdot r^2 [r_0 q(r_0)/r q(r)]^2 \int \sum v_s^2 dt, \quad (6)$$

где $q(r)$ – функция поглощения, $\sum v_s^2$ – сумма квадратов компонент зарегистрированной скорости смещения грунта, r – расстояние до гипоцентра, а Θ – коэффициент, зависящий от свойств среды, направленности излучения и угла выхода луча на свободную поверхность.

При спектральном подходе, зарегистрированный спектр, как и при определении момента, заменяется одним из модельных, например (4) для которого определяются значения Ω_0 и f_0 .

При использовании (4), сейсмическая энергия выражается через интеграл:

$$E_s = \Psi^2 \Phi^2 4\pi \rho v_s r^2 \int_0^\infty \left[\frac{2\pi \cdot f \cdot \Omega_0}{1 + \frac{f^2}{f_0^2}} \right]^2 df. \quad (7)$$

Интегрирование (7) дает

$$E_s = \Psi^2 \Phi^2 8\pi^4 \rho v_s r^2 \Omega_0^2 f_0^3. \quad (8)$$

Совместное преобразование (3) и (8) дает выражение, связывающее сейсмическую энергию, сейсмический момент и угловую частоту.

$$E_s = \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0^2 f_0^3. \quad (9)$$

Здесь мы учли, что среднее значение коэффициента направленности излучения для поперечных волн $\Psi = 0,63$ [Haskell, 1964]. Примечательно, что соотношение (9) не зависит от расположения точки наблюдения.

Выражение (9) удобно записать в безразмерном виде

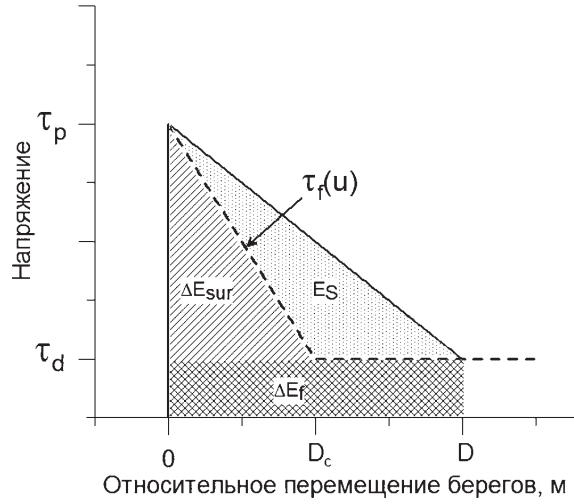
$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0 f_0^3. \quad (10)$$

Отношение (10) может служить определенной мерой сейсмической эффективности очага. В самом деле, баланс энергии при образовании разрыва можно записать в виде:

$$E_s = \Delta E_e - \Delta E_f - \Delta E_{sur}, \quad (11)$$

где E_s – излученная сейсмическая энергия, ΔE_e – изменение внутренней энергии деформации, ΔE_{sur} – энергия, идущая на разрушение, ΔE_f – работа против сил трения.

Рис. 1. Баланс энергии при образовании разрыва



Будем полагать, что сдвиговые напряжения на плоскости разлома снижаются от величины τ_p до величины динамического трения τ_d . При этом динамический процесс, в ходе которого происходит излучение, заканчивается после смещения D_{tot} (рис. 1).

Записывая соотношение (11) мы пренебрегаем участком нарастания напряжений, полагая, что смещение и потери энергии на этом участке невелики.

Если в ходе образования разрыва сдвиговые напряжения изменились с τ_p до τ_d , то изменение внутренней энергии деформации на единицу площади разрыва составляет:

$$\Delta E_e = \frac{1}{2}(\tau_p + \tau_d)\Delta\bar{u}, \quad (12)$$

где $\Delta\bar{u}$ — среднее смещение по разрыву. Соответственно, полное изменение внутренней энергии есть:

$$\Delta E_d = S \cdot \Delta E_e = S \cdot \Delta\bar{u} \cdot \bar{\tau} = M_0 \frac{\bar{\tau}}{\mu}. \quad (12a)$$

Положим, что трение постепенно снижается в процессе скольжения, достигая минимального значения при величине относительного перемещения D_c .

Полная диссипированная энергия на единицу площади разлома будет:

$$\Delta E_f + \Delta E_{sur} = \int_0^D \tau_f(u) du = \bar{\tau}_f D, \quad (13)$$

где u — перемещение вдоль плоскости разлома, а $\bar{\tau}_f = \frac{1}{D} \int_0^D \tau_f(u) du$ — среднее трение.

Рис. 1 показывает распределение разных видов энергий. Площадь под трапецией представляет полное изменение внутренней энергии деформации ΔE_e в предположении, что $\Delta u \cong D$. Площадь под пунктирной кривой, обозначенной как τ_f , есть полная диссипированная энергия. Таким образом, в соответствии с (11), излученная сейсмическая энергия E_s есть площадь треугольника, залитого точками.

$$E_s = \Delta E_e - \bar{\tau}_f D. \quad (14)$$

Энергия ΔE_s , затраченная на трещинообразование, показана на рис. 1 одинарной штриховкой, а энергия ΔE_f , затраченная на преодоление трения, двойной штриховкой. Таким образом, полная диссипированная энергия $\bar{\tau}_f D$ может быть разделена на ΔE_s и фрикционную энергию, ΔE_f . Соотношение между энергией трещинообразования и фрикционной энергией, диссипированной в процессе скольжения, зависит от закономерности снижения сопротивления сдвигу. В случае ступенчатого перехода от τ_p до τ_d вся диссипированная энергия переходит в тепло. На практике подобный случай реализуется при динамическом срыве на очень гладких поверхностях.

Естественно ввести эффективность сейсмического источника в виде отношения величины сейсмической энергии к полному изменению внутренней энергии:

$$\eta = \frac{E_s}{\Delta E_e}. \quad (15)$$

Недостатком этого параметра является невозможность его оценить по результатам измерений параметров сейсмических волн, поскольку величина η зависит от уровня напряжений на разломе.

Если исключить из рассмотрения часть энергии, идущую на преодоление сил трения ΔE_f , и заменить в (15) полное изменение внутренней энергии ΔE_e на сумму сейсмической энергии E_s и энергии идущей на трещинообразование ΔE_{sur} , то отношение

$$\eta_R = \frac{E_s}{E_s + \Delta E_{sur}} \quad (16)$$

может быть выражено через регистрируемые в сейсмологии параметры – сейсмическую энергию, момент и скачок напряжений $\Delta\tau$.

Учитывая (см. рис. 1), что

$$E_s = \frac{\Delta\tau}{2} DS - \Delta E_{sur}, \quad (17)$$

получаем:

$$\eta_R = \frac{2\mu}{\Delta\tau} \frac{E_s}{M_0}, \quad (18)$$

Величину η_R , которую ввел Х. Канамори [Kanamori, Brodsky, 2004], иногда называют излучательной эффективностью источника.

Понятно, что $\eta_R \geq \eta$. Если $\eta_R \approx 1$, то участок формирования разрушения не существен. Если же $\eta_R \ll 1$, то доминируют динамические процессы разрушения породы.

Используя (10), получаем, что

$$\eta_R = \frac{2\mu}{\Delta\tau} \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0 f_0^3 \quad (19)$$

К. Аки [Аки, Ричардс, 1982], сравнивая спектры землетрясений различного масштаба, установил, что в первом приближении выполняется соотношение

$$M_0 \sim 1/f_0^3, \quad (20)$$

что означает независимость отношения E_s/M_0 от масштаба события в предположении постоянства скачка напряжений $\Delta\tau$.

Из (1) и обычного выражения для моментной магнитуды

$$M_w = 2/3(\lg M_0 - 9,1) \quad (21)$$

получаем оценку ожидаемой величины отношения энергии и момента:

$$\lg E = \lg M_0 - 4,3,$$

или

$$\frac{E_s}{M_0} \approx 5 \cdot 10^{-5}. \quad (22)$$

Экспериментальные данные

Для анализа мы использовали несколько рядов экспериментальных данных. Во-первых, это опубликованные результаты измерений сейсмической энергии относительно крупных событий, полученные различными авторами путем непосредственного интегрирования сейсмограмм либо их спектров, а также данные каталога NEIC (neic.usgs.gov). Во-вторых, данные, опубликованные в каталогах Геофизической службы РАН и ее филиалов. В этих каталогах приводится энергетический класс события $K = \lg E_s$, который рассчитывается через измеренные на сейсмограмме максимальные амплитуды в P- и S-волнах при помощи соответствующих корреляционных соотношений.

Третий класс данных – результаты измерений локальными сетями очаговых и энергетических параметров слабой, в том числе техногенной, сейсмичности. Эти данные стали активно появляться в последние годы по мере развития цифровых методов регистрации и обработки.

Значения сейсмического момента относительно крупных событий ($M > 4,5$) определялись по Гарвардскому мировому каталогу сейсмических моментов (www.globalcmt.org). Для мелкой и средней сейсмичности применялись соотношения типа (3)–(5) с использованием модели Брюна или аналогичных.

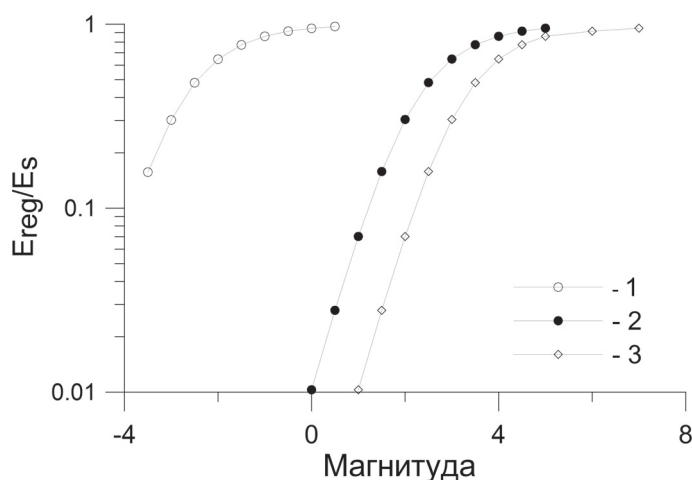


Рис. 2. Результаты расчета отношения величин регистрируемой датчиком и излученной источником энергии для событий разной магнитуды.

1 – пьезоакселерометр; 2 – датчик CM-3; 3 – датчик системы "Terrascope".

В тех случаях, когда это не было сделано авторами, нами учитывался эффект влияния ограниченной полосы регистрирующей аппаратуры. Если аппаратура «обрезает» полосу частот, то часть энергии, которую несут колебания вне этой полосы, не регистрируется.

Как показано в [Ide, Beroza, 2001], в тех случаях, когда полоса регистрации обрезана сверху частотой f_M , отношение зарегистрированной энергии E_{reg} к излученной определяется выражением

$$R = \frac{E_{reg}}{E_s} = \frac{2}{\pi} \left[\arctg(f_M / f_0) - (f_M / f_0) / (1 + (f_M / f_0)^2) \right]. \quad (23)$$

где f_0 – угловая частота спектра излученного сигнала.

Для примера, на рис. 2 показаны результаты расчета доли энергии, регистрируемой пьезоакселерометром, датчиком СМ-3 и датчиком, используемым в системе наблюдений Terrascope [Kanamori et al., 1993], с ограничениями, соответственно, 5 кГц, 20 и 7 Гц в области высоких частот. Можно видеть, что в определенном диапазоне магнитуд этот эффект оказывается весьма значителен.

В анализируемую базу данных были включены события с моментными магнитудами от $-3,6$ до $8,5$. Все используемые данные показаны на сводном графике (рис. 3).

Анализ и обсуждение

Можно видеть, что при изменении сейсмического момента на 19 порядков – в диапазоне от 10^3 до 10^{22} Н/м, практически все данные лежат в диапазоне $E_s/M_0 \sim 10^{-6} - 10^{-3}$. Таким образом, если рассматривать весь комплекс данных, то явной за-

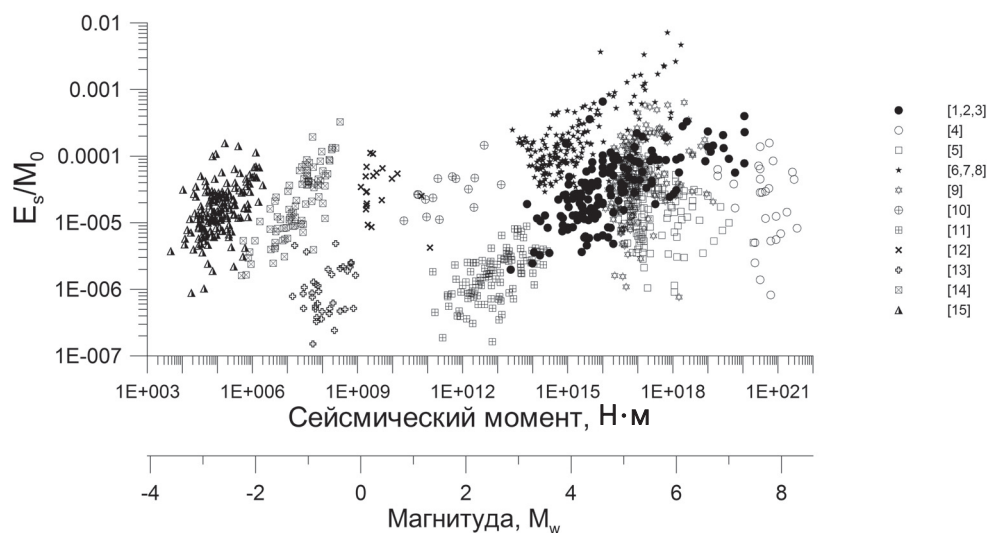


Рис. 3. Зависимость отношения E_s/M_0 от масштаба события.

Значками показаны данные: 1 – [Kanamori et al., 1993]; 2 – [Mori et al., 2003]; 3 – [Mayeda et al., 1996]; 4 – [Venkataraman, Kanamori, 2004]; 5 – [(www.emsd.ru)]; 6 – [Добрынина, 2011]; 7 – [seis-bykl.ru]; 8 – [Ключевский, Демьянович, 2002]; 9 – [www.kndc.kz]; 10 – [Ide, Beroza, 2001]; 11 – [Domański, Gibowicz, 2008]; 12 – [Yamada et al, 2007]; 13 – [Oye et al., 2005]; 14 – [Urbancic, Young, 1993]; 15 – [Gibowicz et al., 1991].

зависимости этого отношения от масштаба землетрясения не обнаруживается, что соответствует самоподобной среде с линейными характеристиками. Верхний предел рассматриваемого отношения можно оценить из простых соображений. Из соотношения (10) получаем:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0 f_0^3 = \pi^2 \frac{\mu D \cdot L^2 V_r^3}{5\rho C^5 L^3} \approx \frac{\mu}{\rho C_s^2} \frac{D V_r^3}{L C_s^3} \quad (24)$$

Отношение D/L есть уровень реализованной в процессе землетрясения сдвиговой деформации; отношения $\mu/\rho C^2 \sim 1$ (V_r/C_r)_{max} ≤ 1. Оценивая порядок величины деформации не более $D/L \approx 10^{-3}$, получаем максимально возможную величину параметра $E_s/M_0 < \sim 10^{-3}$. Можно видеть, что большинство экспериментальных данных соответствует такому соотношению. Исключение составляют результаты, полученные для землетрясений Байкальской рифтовой зоны. Обсуждение причин этого обстоятельства выходит за пределы данной статьи. Нижнего предела отношения видимо не существует, однако, при $E_s/M_0 < 10^{-6}-10^{-7}$ скорость распространения разрыва V_r должна оказаться на порядок ниже скорости поперечных волн так, что событие становится уже «медленным» или «тихим» землетрясением.

Во многих работах, например [Kanamori et al., 1993; Mogi et al., 2003; Добрынина, 2011 и др.] отмечается, что рассмотрение отдельных рядов данных приводит к обнаружению зависимости эффективности излучения от масштаба события. Частью авторов это обстоятельство расценивается как нарушение закона самоподобия сейсмичности [Kanamori, Brodsky 2004 и др.]. Другие трактуют зависимость эффективности излучения от масштаба как артефакт, связанный с неверным учетом закономерностей поглощения высокочастотных колебаний от слабых событий [Ide, Beroza, 2001; Baltay et al., 2010 и др.].

На рис. 4 приведены данные рис. 3, разделенные по регионам. Отдельно, на рис. 4, д приведены данные по слабой сейсмичности. Можно видеть, что в большинстве случаев для событий, зарегистрированных в одном регионе или одном горном массиве, наблюдается отчетливый рост отношения E_s/M_0 с масштабом события. Подобного тренда практически не наблюдается для «межплитных» землетрясений (рис. 4, б). Более того, можно видеть тенденцию к снижению эффективности для крупнейших событий с $M > 8$.

С нашей точки зрения подобный эффект может быть связан со специфической зависимостью жесткости разломной зоны от ее масштаба [Костюченко и др., 2002].

В самом деле, рассматривая баланс энергии (рис. 1), имеем, в первом приближении, следующую оценку.

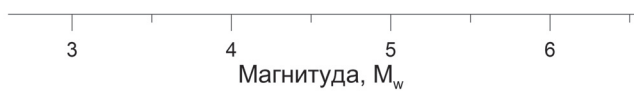
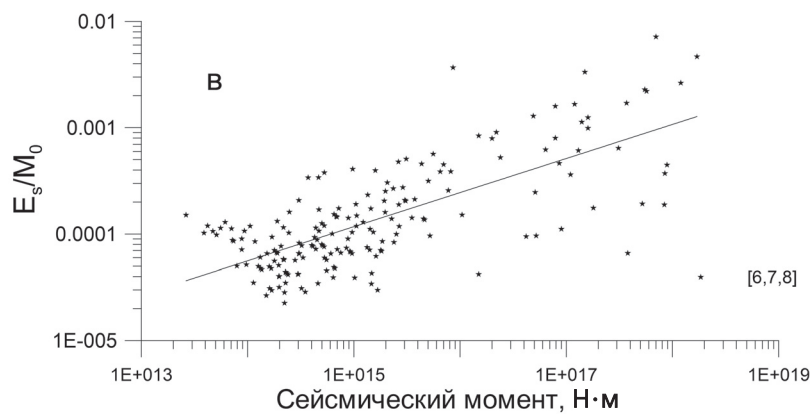
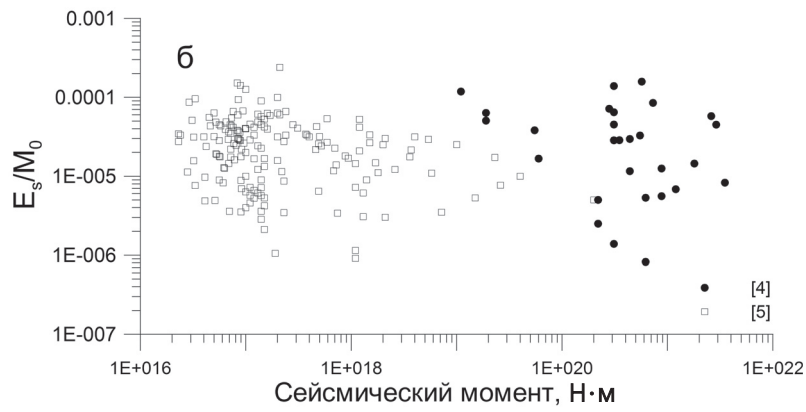
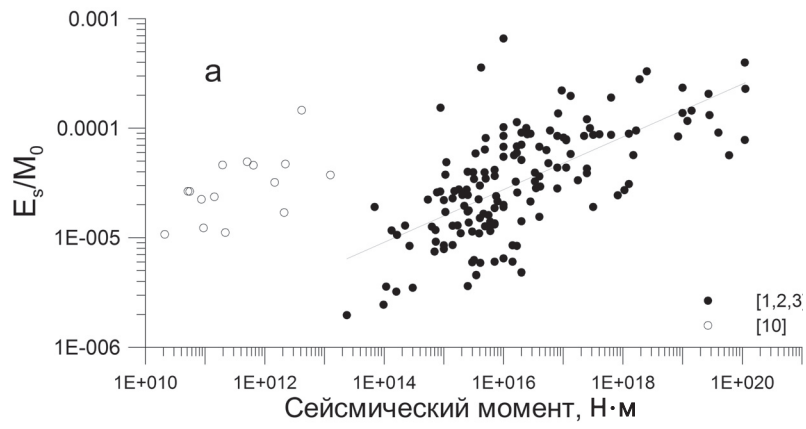
$$\eta_R = \frac{E_s}{E_s + \Delta E_{sur}} = \frac{D \cdot \Delta\tau - D_c \cdot \Delta\tau}{D \cdot \Delta\tau} \quad (25)$$

В первом приближении перемещения D и D_c связаны со скачком напряжений $\Delta\tau = \tau_p - \tau_d$ соотношениями:

$$D = \frac{\Delta\tau}{k_m}, \quad D_c = \frac{\Delta\tau}{k_f} \quad (26)$$

Здесь k_m – жесткость нагружения массива, окружающего разлом, которая, согласно, например [Kanamori, Brodsky, 2004], может быть оценена как $k_m = G/\alpha \cdot L$, а k_f – жесткость разгрузки разломной зоны.

Соотношения (25), (26) записаны в линейном приближении постоянства жесткостей.



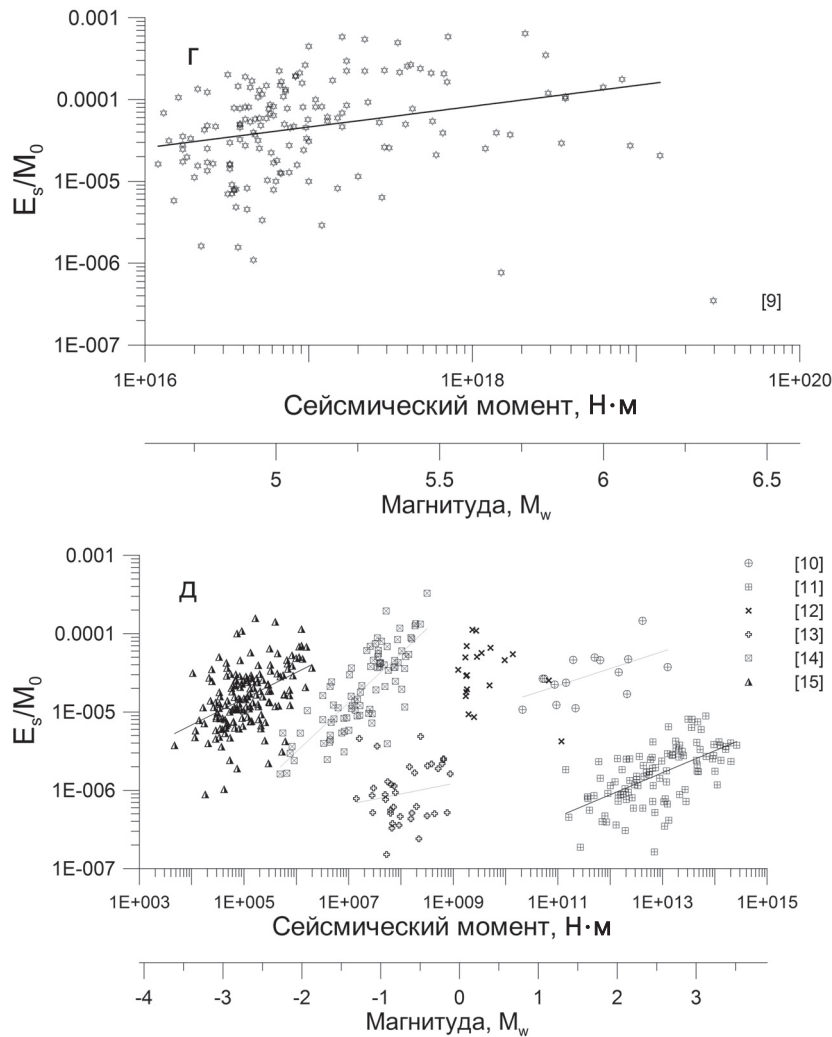


Рис. 4. Зависимость отношения E_s/M_0 от масштаба события для отдельных регионов. а – Северная Америка; б – Зоны субдукции; в – Байкальская рифтовая система; г – Средняя и Центральная Азия; д – мелкие события на горнодобывающих предприятиях. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Таким образом, получаем оценку эффективности излучения:

$$\eta_R = 1 - \frac{\mu}{\alpha \cdot L \cdot k_f}. \quad (27)$$

Проведенные «in situ» измерения эффективных параметров разломных зон [Кочарян, 2009; Спивак, 2011] позволяют заключить, что сдвиговая жесткость разлома снижается с увеличением масштаба по степенному закону $k_s \sim L^{-(0,25+0,5)}$, что приводит к соотношению

$$\eta_R \sim 1 - \frac{\mu}{\alpha \cdot L^{0,5-0,75}}, \quad (28)$$

то есть к выраженной зависимости эффективности излучения от масштаба события.

Уточнение соотношения (28) потребовало бы детального обоснования и описания экспериментальных данных по исследованию разломов, что невозможно из-за ограниченного объема статьи. Это нецелесообразно еще и потому, что соотношение (28) описывает излучательную, а не сейсмическую эффективность и ее прямое сопоставление с результатами, приведенными на рис. 4, затруднительно. Тенденция же возрастания сейсмической эффективности с ростом масштаба события очевидна и без уточнения коэффициентов в (28). Более того, из (28) можно заключить, что темп нарастания излучательной эффективности с масштабом постепенно замедляется.

Из предложенной интерпретации становится понятным отсутствие масштабной зависимости эффективности землетрясений в межплитных зонах, где события происходят на крупнейших разломах, что обуславливает примерно одинаковую величину параметра k_f для разных событий.

Выводы

Отношение излученной сейсмической энергии к сейсмическому моменту землетрясения оказывается параметром, имеющим ясный физический смысл и пригодным для оценки сейсмической эффективности события. Проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что выполняемый в первом приближении закон подобия для событий разного масштаба, в действительности, заметно нарушается при исследовании данных, полученных в близких тектонических условиях. Этот эффект не исчезает и при учете «недооценки» вклада высоких частот в сейсмическую энергию.

Рассмотрение простой геомеханической модели процесса динамического сдвига приводит к заключению, что увеличение излучательной эффективности с ростом магнитуды события определяется закономерным снижением жесткости разломной зоны с масштабом. Предельно возможные значения эффективности достигаются при значениях $E_s/M_0 \sim 10^{-3}$. При $E_s/M_0 < 10^{-6}-10^{-7}$ скорость распространения разрыва оказывается настолько низкой, что события выходят из категории сейсмогенных.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-05-01064) и Программы № 6 ОНЗ.

Литература

- Аки К., Ричардс П. // Количественная сейсмология, т. 1, 2. М.: Мир. 1982.
- Добрынина А.А. Добротность литосферы и очаговые параметры землетрясений Байкальской рифтовой системы // Дисс. канд. физ.-мат. наук. Иркутск. 2011. 251 с.
- Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 264 с.
- Ключевский А.В., Демьянович В.М. Динамические параметры очагов сильных землетрясений Байкальской сейсмической зоны // Физика Земли. 2002. № 2.
- Костюченко В.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Деформационные характеристики межблоковых промежутков различного масштаба // Физ. мезомех. 2002. Т. 5. № 5. С. 23–42.
- Кочарян Г.Г. Физический смысл отклонения некоторых параметров сейсмического процесса от закона подобия // ДАН, 2009, т. 429, № 6, с. 821–824.

Раутиан Т.Г. Энергия землетрясений // Методы детального изучения сейсмичности: труды ИФЗ АН СССР, № 9 (176) / Отв. ред. Ю.В. Ризниченко. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 75–113.

Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука. 1987. 100 с.

Сивак А.А. Оценка жесткости разломных зон земной коры на основе сейсмических данных // Физика Земли. 2011. № 7. С. 44–53.

Baltay, A., G. Prieto, and G.C. Beroza, Radiated seismic energy from coda measurements and no scaling in apparent stress with seismic moment // *J. Geophys. Res.*, 2010. V. 115, B08314.

Brune J.N. Tectonic stress and spectra of seismic shear waves from earthquakes // *J Geophys Res.* 1970. V. 75, p. 4997–5009.

Domanski, B., Gibowicz S. Comparison of source parameters estimated in the frequency and time domains for seismic events at the Rudna copper mine, Poland // *Acta Geophys.* 2008. V. 56, p. 324–343.

Gibowicz, S., Young R., Talebi S., Rawlence D. Source parameters of seismic events at the Underground Research Laboratory in Manitoba, Canada: Scaling relations for events with moment magnitude smaller than 2 // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1991. V. 81, p. 1157–1182.

Haskell NA Total energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults // *Bull Seism Soc Am.* 1964. V. 54. P. 1811–1841.

Ide, S., Beroza G. Does apparent stress vary with earthquake size? // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28, p. 3349–3352.

Kanamori, H. and E.E. Brodsky, The physics of earthquakes // *Reports on Progress in Physics*, 67, p. 1429–1496, 2004.

Kanamori, H., E. Hauksson, L.K. Hutton, and L.M. Jones, Determination of earthquake energy release and ML using TERRAScope // *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 83, p. 330–346, 1993.

Mayeda, K., Walter W.R. Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. p. 11195–11208.

Mori, J., Abercrombie R.E., Kanamori H. Stress drops and radiated energies of aftershocks of the 1994 Northridge, California, earthquake // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 2545.

Oye V., Bungum H., Roth M. Source parameters and scaling relations for mining-related seismicity within the Pyhäsalmi ore mine, Finland // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2005. V. 95, no. 3, p. 1011–1026.

Peng, Z., and J. Gomberg, An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // *Nat. Geosci.* 2010. V. 3. p. 599–607.

Urbancic, T.I., Young R.P. Space-time variations in source parameters of mining-induced seismic events with $M < 0$ // *Bull. Seismol. Soc. Am.* 1993. V. 83, p. 378–397.

Venkataraman, A., Kanamori H. Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109, p. 5302.

Web site Камчатского Филиала Геофизической службы РАН www.emsd.ru/.

Web site Байкальского Филиала Геофизической Службы РАН seis-bykl.ru/.

Web site Казахстанского национального центра данных <http://www.kndc.kz>.

Yamada T., Mori J.J., Ide S., et al. Stress drops and radiated seismic energies of micro-earthquakes in a South African gold mine // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, B03305.

СЕЙСМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КАМБАРАТИНСКОГО ВЗРЫВА

А.И. Гончаров¹, В.И. Куликов¹, М.Б. Эткин², М.П. Камчыбеков³

¹Институт динамики геосфер РАН, ²Институт ГидроСПЕЦПРОЕКТ,
³Институт сейсмологии НАН КР

Представлены результаты исследования сейсмического эффекта Камбаратинского взрыва. По сейсмограммам в ближней зоне взрыва определено фактическое время в очаге и интервал времени между взрывами первого и второго зарядов. Сопоставляются магнитуды взрыва по данным региональной сейсмической сети Киргизии MPVA и по данным Геофизической службы РАН. Обсуждается зависимость магнитуды промышленных взрывов от их мощности и погрешности сейсмических сетей в определении координат эпицентра взрыва и времени в очаге.

Введение

22 декабря 2009 г. был проведен крупномасштабный взрыв по созданию взрывонабросной плотины Камбаратинской ГЭС (рис. 1). Проект предусматривал обрушение правого борта каньона реки Нарын с помощью зарядов химических взрывчатых веществ, размещенных в двух минных штольнях. На рис. 2 в плане показано расположение зарядов (прямоугольники 1 и 2). Первый заряд, массой 700 тонн, был размещен в штольне длиной 104 м и имел ЛНС (кратчайшее расстояние до земной поверхности) 57 м. Второй заряд, массой 2150 тонн, был размещен в штольне длиной 50 м и имел ЛНС 104 м. Сначала подрывался первый заряд, спустя около 1,7 с – второй.



Рис. 1. Видеокадр Камбаратинского взрыва.

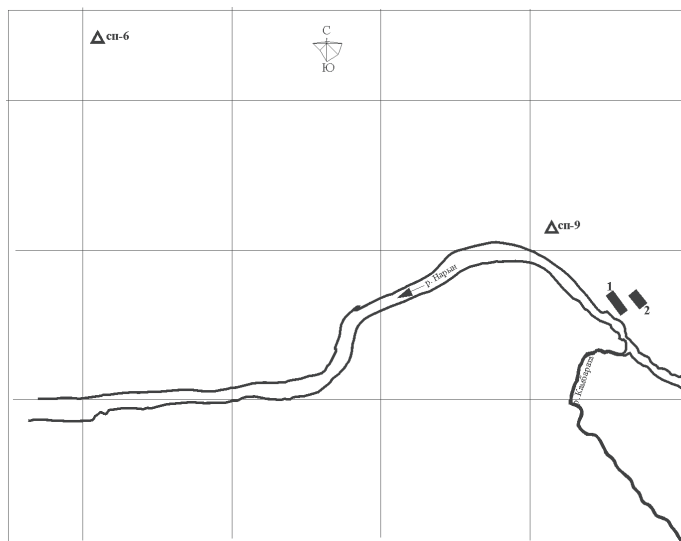


Рис. 2. План-схема размещения зарядов и сеймопунктов.

Камбаратинский взрыв, благодаря своей мощности, явился неординарным сейсмическим событием, сопоставимым по сейсмическому эффекту с подземными ядерными взрывами и тектоническими землетрясениями. Как следует из бюллетеня срочных донесений Геофизической службы РАН, Камбаратинский взрыв был зарегистрирован, как единичное сейсмическое событие, 30-тью сейсмическими станциями мира. В табл. 1 приведен перечень этих станций, их кодовое название, время прихода P фазы на станцию, эпицентрального расстояния до очага, магнитуда m_b по объемным волнам и назван источник этих сведений. На рис. 3 показано расположение этих станций относительно эпицентра взрыва.

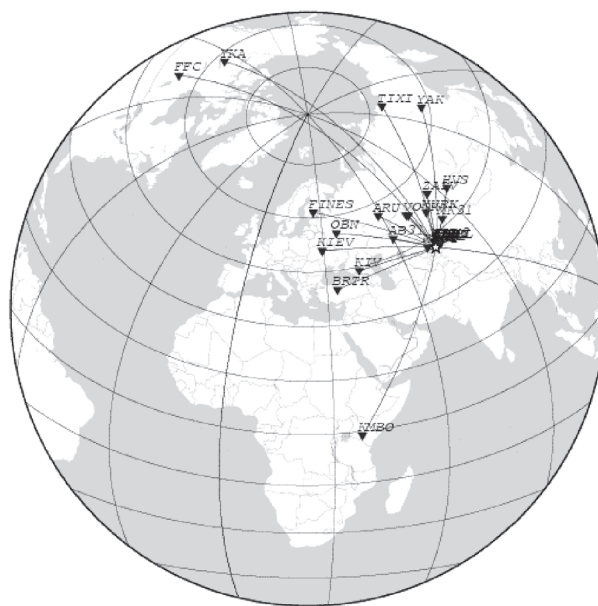


Рис. 3. Сеймостанции, зарегистрировавшие взрыв.

Таблица 1

Бюллетень Геофизической службы РАН

N	COD	TIME	DELTA	AZIMUTH	RESIDUAL	MB	NET	SOURCE
1	AML	05:54:42.6	0,34	65	-1,8	-	KYRG	KYRG
2	EKS2	05:54:51.6	0,77	29	0,1	-	KYRG	KYRG
3	UCH	05:54:52.6	0,95	75	-1,9	-	KYRG	KYRG
4	AAK	05:54:56.6	1,11	54	-0,5	-	KYRG	OBN
5	KBK	05:55:01.9	1,41	61	0,1	-	KYRG	KYRG
6	KZA	05:55:01.5	1,47	86	-1,3	-	KYRG	KYRG
7	CHMS	05:55:03.8	1,49	47	0,7	-	KYRG	KYRG
8	USP	05:55:05.6	1,57	35	1,3	-	KYRG	KYRG
9	TKM2	05:55:11.3	1,95	61	0,9	-	KYRG	KYRG
10	ULHL	05:55:14.6	2,22	82	0,3	-	KYRG	KYRG
11	KK31	05:55:17.5	2,33	300	1,7	-	NNC	NNC
12	MK31	05:56:36.6	8,04	50	0,8	-	NNC	NNC
13	KURK	05:56:55.3	9,48	21	-0,4	5,4	NNC	NNC
14	VOSK	05:57:13.2	10,85	353	-1,4	-	NNC	NNC
15	BRVK	05:57:19.2	11,26	351	-0,9	5,9	NNC	OBN
16	AB31	05:57:25.5	11,82	312	-2,2	-	NNC	NNC
17	ZALV	05:58:01.0	14,22	29	1,4	-	IDC	IDC
18	HVS	05:58:32.2	16,72	50	0,3	-	ASRS	ASRS
19	ARU	05:58:40.1	17,30	332	0,9	4,8	OBN	OBN
20	KIV	05:59:36.3	22,41	285	0,1	4,9	OBN	OBN
21	OBN	06:00:22.2	27,27	311	-0,1	4,6	OBN	OBN
22	BRTR	06:00:45.1	29,88	279	-0,9	-	ISK	IDC
23	KIEV	06:00:57.0	31,24	301	-0,8	-	KIEV	KIEV
24	FINES	06:01:21.5	34,12	321	-1,3	-	HEL	IDC
25	YAK	06:02:01.5	38,55	39	1,3	5,3	YARS	OBN
26	TIXI	06:02:13.0	40,04	24	0,5	-	YARS	OBN
27	KMBO	06:04:02.2	53,86	227	0,4	-	NAI	IDC
28	YKA	06:06:22.0	75,68	4	-0,7	-	OTTR	IDC
29	WRA	06:07:06.8	83,49	124	1,3	-	CAN	IDC
30	FFC	06:07:07.2	83,58	357	1,9	-	OTT	OTT

Согласно бюллетеню ГС РАН время в очаге или время взрыва – 05:54:36,1 GMT, координаты эпицентра очага землетрясения (взрыва) N 41,99° и E 73,28°. Фактические координаты эпицентра взрыва (второго более мощного заряда), определенные нами по приемнику GPS – N 41,775° и E 73,334°. Погрешность данных Геофизической службы РАН составляет 24 км. Это допустимая погрешность, если учесть удаленность сейсмических станций от эпицентра взрыва.

Как и для любого землетрясения, для этого взрыва была определена глубина сейсмического источника, которая согласно бюллетеню равна 10 км (фактическая глубина 104 м). Эта цифра свидетельствует, что рассматриваемое «землетрясение» было мелкофокусным. Идентификация взрыва, особенно такой незначительной для сейсмологии мощности, сложная специальная задача, которая обычно не решается службой срочных донесений. Поэтому незначительная глубина фокуса этого «землетрясения» является в данном случае подсказкой, что источником мог быть взрыв.

Регистрация сейсмозрывной волны

Как видно из табл. 1, магнитуда взрыва была определена шестью сейсмостанциями. Магнитуда определялась по амплитуде объемных волн. Среднее значение составило $m_b = 5,2$, разброс отдельных значений довольно велик, от величины 4,6 до 5,9.

Для контроля за сейсмическим действием Камбаратинского взрыва на регион строящейся ГЭС непосредственно перед взрывом на эпицентральных расстояниях до 4 км были размещены девять мобильных сеймопунктов для регистрации сильных движений. На двух из них – СП-6 и СП-9 – регистрация сейсмозрывной волны велась с привязкой к единому времени по приемникам GPS. Это позволило определить время в очаге с куда большей точностью, чем по данным Геофизической службы РАН. Рассмотрим эти результаты. На рис. 2 показано расположение сеймопунктов СП-6 и СП-9. Оба они находились на правом берегу Нарына. СП-9 находился на эпицентральных расстояниях 660 м от первого заряда и 750 м от второго. СП-6 находился на расстояниях 3970 и 4060 м от этих зарядов. Грунты в этих сеймопунктах были сухие песчано-глинистые. Предварительно были вырыты приямки глубиной около 1 м, в них была залита бетонная подушка, на которой устанавливались и закреплялись анкерными болтами акселерометры сильных движений ОСП-2.

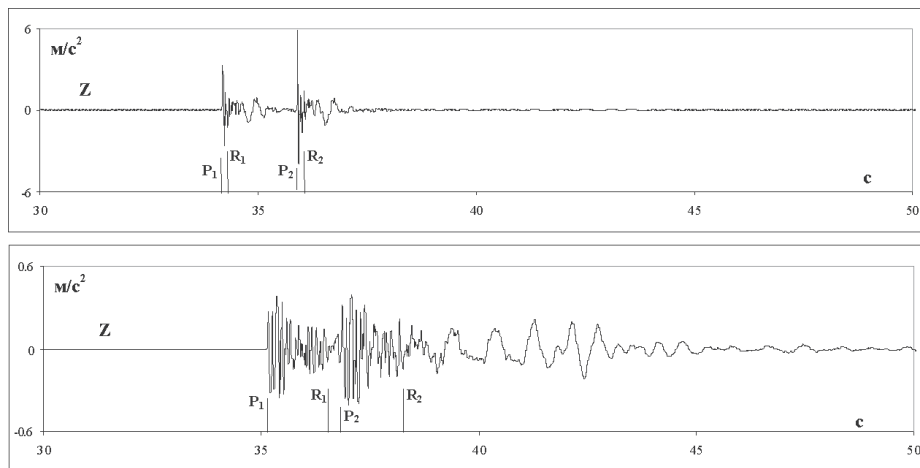


Рис. 4. Акселерограммы вертикальных колебаний в сеймопунктах СП-9 (вверху) и СП-6 (внизу).

На рис. 4 приведены вертикальные акселерограммы взрыва: вверху, зарегистрированная в СП-9, и внизу – в СП-6. Отсчет времени идет от 05:54:00 GMT. На акселерограммах маркерами P и R с индексами 1 и 2 отмечены моменты прихода фаз объемных и поверхностных волн от каждого из зарядов. По этим данным на рис. 5 были построены годографы продольной и поверхностных волн, фазе P-волн соответствуют кружки, фазе R-волн – квадраты, зачерненные значки – первому заряду, незачерненные – второму заряду. Через экспериментальные точки были проведены прямые линии, которым соответствуют скорость распространения продольной волны 3,43 км/с для первого заряда и 3,02 км/с – для второго, скорость распространения поверхностной волны 1,49 км/с для первого заряда и 1,45 км/с – для второго. Средние значения скоростей распространения продольных и поверхностных волн

$C_p = 3,23$ км/с и $C_R = 1,47$ км/с. Столь низкие значения скоростей распространения продольных и поверхностных волн объясняются тем, что, во-первых, заряды находятся на глубине около 100 м, и во-вторых, для таких эпицентральных расстояний сейсмические лучи проходят в приповерхностном слое коры.

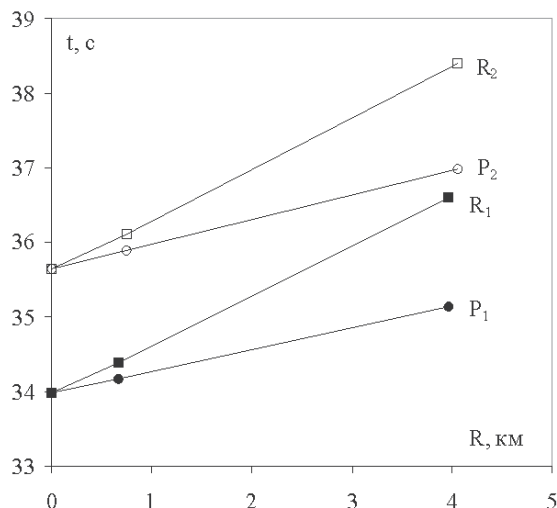


Рис. 5. Годографы продольных и поверхностных волн.

Экстраполяция годографов к оси ординат позволила получить моменты взрывов, которые приведены в табл. 2. Интервал времени между взрывами составлял 1,664 с. Из этих данных следует, что бюллетень Геофизической службы не идентифицирует Камбаратинский взрыв, как взрыв двух зарядов, и приводит время в очаге близкое по значению ко времени взрыва второго заряда. По-видимому, это объясняется тем, что на сейсмограммах фазы сейсмических волн от первого взрыва выделить не удалось.

Таблица 2

Данные очага по различным сейсмическим сетям

Параметры	Фактические значения		Киргизская сеть		ГС РАН
	1-ый заряд	2-ой заряд	1-ый заряд	2-ой заряд	
t_0 в очаге	05:54:33,977	05:54:35,641	05:54:33,18	05:54:35,44	05:54:36,1
Δt , сек	–	–	–0,797	–0,201	–2,92
N, град	41,7749	41,7751	41,776	41,769	41,99
E, град	73,3323	73,3337	73,326	73,336	73,28
Δr , км	–	–	0,536	0,704	24,3
H, км	0,104	0,057	2,67	7,19	10
MPVA	–	–	4,31	5,14	5,2

Камбаратинский взрыв был зарегистрирован сетью региональных сейсмостанций Киргизии. На рис. 6 показана карта с расположением этих сейсмостанций на территории Киргизии. Зачерненными треугольниками показаны 13 аналоговых сейсмостанций сети КИС, белыми треугольниками – 10 цифровых сейсмостанций сети KNET, серыми треугольниками – 9 цифровых станций KRNЕT, незачер-

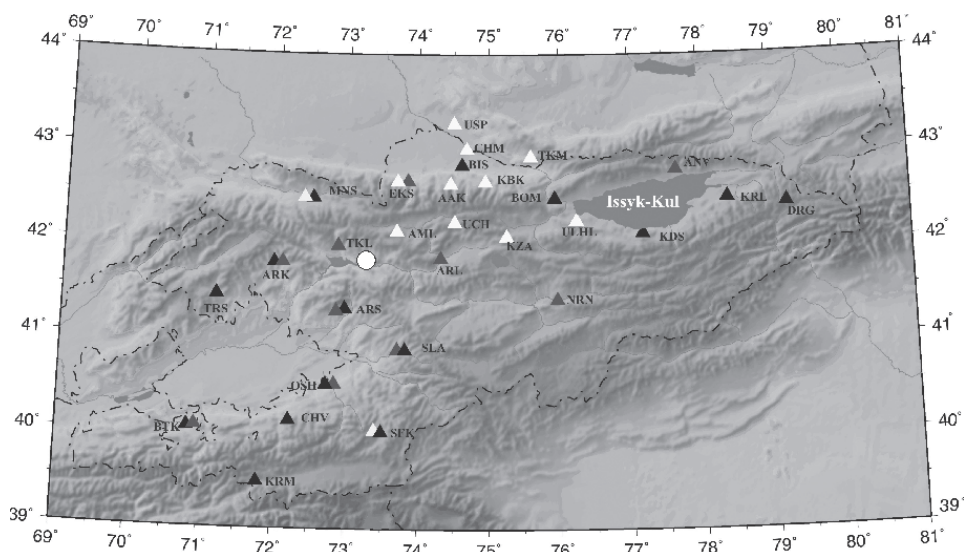


Рис. 6. Карта размещения сейсмостанций Киргизии и эпицентра взрыва (кружок).

ненный кружок – эпицентр взрыва. От Камбаратинской ГЭС эти сейсмостанции располагались на эпицентральных расстояниях от 50 до 374 км. На рис. 7 приведено несколько сейсмограмм вертикальных скоростей колебаний, полученных на цифровых станциях KNET, оснащенных сейсмоприемниками STS-2 и регистраторами Reftek. Сверху вниз приведены сейсмограммы станций AML (эпицентральное расстояние 57 км), UCH (120 км), USP (196 км), ULHL (256 км) и ANV

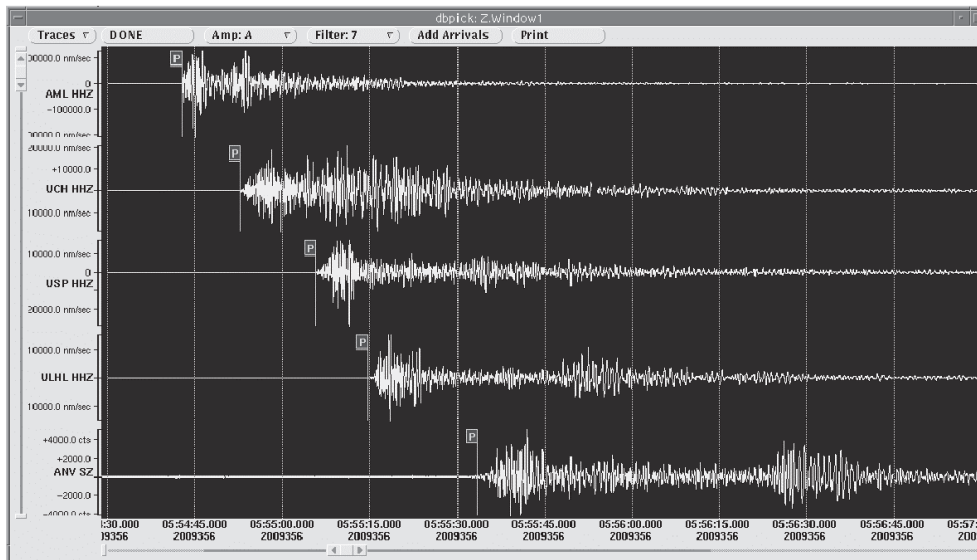


Рис. 7. Велосиграммы вертикальных сейсмических колебаний, зарегистрированные цифровыми станциями сети KNET.

(357 км). Маркерами Р отмечены моменты прихода Р-фазы от первого заряда. Благодаря тому, что был известен интервал времени между подрывом 1-ого и 2-ого зарядов, на сейсмограммах удалось идентифицировать моменты прихода Р- и S-фаз от первого и второго взрывов. По сейсмограммам цифровых станций были построены годографы Р- и S-фаз для обоих взрывов. В диапазоне расстояний 0–200 км скорость распространения продольной волны составила 6,21 км/с, поперечной – 3,60 км/с. Время в очаге первого и второго зарядов, определенное по годографам Киргизской сети, приведено в табл. 2. Мы приняли время в очаге, определенное по ближней зоне, за фактическое и оценили погрешности сейсмических сетей в определении времени в очаге Δt , которые приведены в табл. 2. Эти погрешности и, прежде всего их знак, объясняются тем, что расчетные годографы не учитывают того, что глубина источника (зарядов) составляла всего 104 м, где скорости распространения излученной сейсмической волны в 2 раза меньше скоростей распространения по годографу, экспериментально полученному по станциям KNET.

Сейсмостанции Киргизской сети определили магнитуды MPVA обоих взрывов по амплитуде продольных волн в соответствии с методикой обработки, разработанной Михайловой Н.Н. для расстояний от 20 до 1000 км [Михайлова, 1999]. На рис. 8 приведены эти магнитуды в зависимости от эпицентрального расстояния. Незачерненные кружки – для первого заряда и зачерненные – для второго. Среднее значение магнитуды для первого заряда $MPVA = 4,31$ (прерывистая прямая на рис. 8) и среднеквадратичное отклонение – 0,53 единицы магнитуды, для второго взрыва среднее значение магнитуды $MPVA = 5,14$ (сплошная прямая на рис. 8) и среднеквадратичное отклонение – 0,38. Отметим, что магнитуда взрывов, приведенных на рис. 8, в региональной зоне не зависит от расстояния, что свидетельствует об успешной идентификации фаз от обоих зарядов и достоверности калибровочной функции в методике Михайловой Н.Н. [Михайлова, 1999].

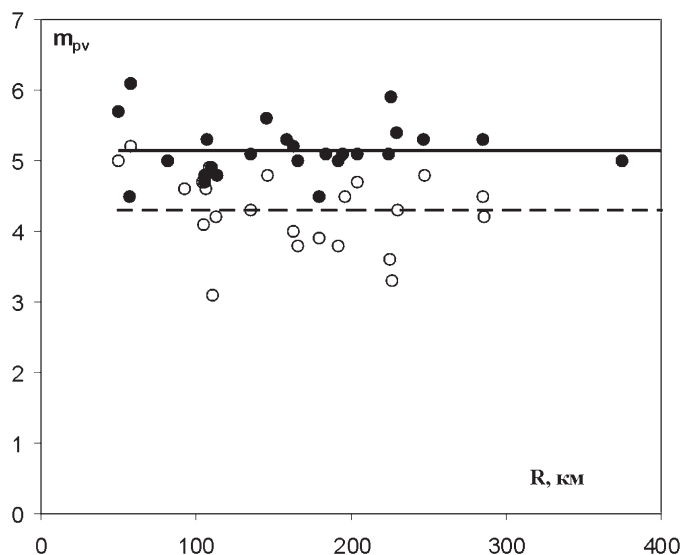


Рис. 8. Магнитуды первого (незачерненные кружки) и второго (зачерненные кружки) взрывов на различных эпицентральных расстояниях.

Магнитуда второго взрыва на 0,84 единицы больше, чем первого. Качественно это согласуется с тем, что масса (мощность) второго заряда в 3 раза больше первого. Магнитуда m_b по данным Геофизической службы РАН и магнитуда MPVA второго заряда по региональным данным Киргизской сети близки.

Магнитуда характеризует энергию сейсмического события в очаге. Это отражают корреляционные зависимости магнитуды от мощности взрыва (в тоннах ТНТ). В работе [Adushrin, 1990] приведена зависимость магнитуды объемных волн от мощности подземных ядерных взрывов, полученная по данным сейсмостанции Боровое (Казахстан):

$$m_b = 0,521 \cdot \lg q + 4,78, \quad (1)$$

где q – мощность ядерного взрыва в килотоннах ТНТ. Эта зависимость получена по данным взрывов мощностью от 1 до 20 кТ, проведенных на Невадском полигоне. На рис. 9 она представлена сплошной прямой.

В работе [Адушкин, 1996] приведены многочисленные данные о магнитудах промышленных химических взрывов. В результате их обобщения получена зависимость:

$$m_b = 1,34 \cdot \lg q + 3,78. \quad (2)$$

Эта зависимость представлена на рис. 9 прерывистой прямой.

Из рис. 9 видно, что ядерные взрывы по сейсмике более эффективны, чем химические. Возможно, это связано с разными условиями в очаге взрыва. Ядерные заряды обычно опускались на глубину 500 и более м в прочные вмещающие породы, и взрывы были камуфлетные, то есть без выхода энергии заряда (потерь энергии) в атмосферу, причем начальная концентрация энергии во взрывной полости на несколько порядков выше, чем при химических взрывах.

Кроме этих двух зависимостей, на рис. 9 кружками отложены магнитуды для 8-ми промышленных взрывов на выброс камерных зарядов, масштаб которых со-

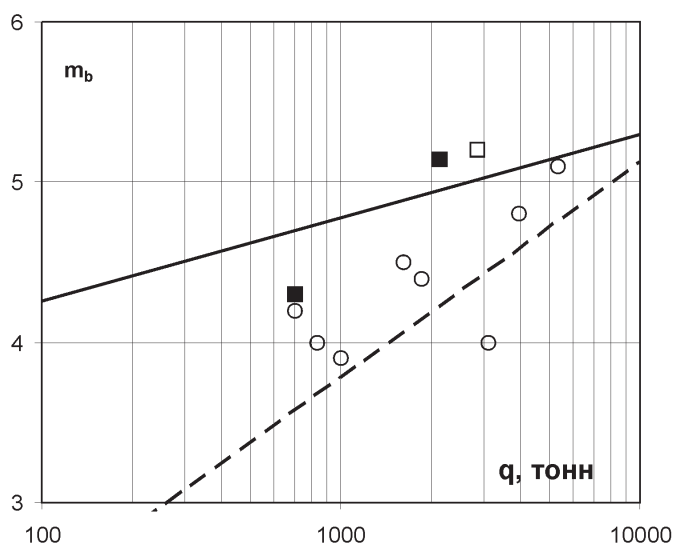


Рис. 9. Зависимость магнитуды взрывов от их мощности.

поставим с Камбаратинским взрывом. Основные сведения для этих взрывов приведены в табл. 3. Обратим внимание, что магнитуды этих 8-ми взрывов больше, чем по зависимости (2) для химических взрывов. Это объясняется тем, что при получении зависимости (2) авторы учитывали многочисленные карьерные взрывы, которые проводились по технологии короткозамедленного взрывания. По-видимому, химические взрывы камерных сосредоточенных зарядов и короткозамедленные массовые взрывы следует рассматривать отдельно.

Таблица 3

Магнитуды наиболее мощных промышленных взрывов

№	Место поведения	Дата взрыва	Мощность, тонн ТНТ	Магнитуда, m_b
1	Кабулсай	19.12.57	1000	3,9
2	Покровский	25.03.59	3100	4,0
3	Медео-1	21.10.66	5293	5,1
4	Медео-2	14.04.67	3941	4,8
5	Байпаза	29.03.68	1854	4,4
6	Бурлыкя	08.02.75	702	4,2
7	Тырныауз	31.12.77	833	4,0
8	Уч-Терек	11.06.89	1623	4,5

На рис. 9 также нанесено значение магнитуды $m_b = 5,2$ для Камбаратинского взрыва (незачерненный квадрат) по данным ГС РАН. За величину мощности взрыва была принята суммарная величина двух рядов – 2850 тонн. Зачерненные квадраты соответствуют магнитудам m_{pv} Киргизской сети для первого и второго зарядов. Из рис. 9 видно, что по магнитуде Камбаратинский взрыв «ближе» к ядерным взрывам, чем к химическим. Из сравнения с химическими взрывами также видно, что сейсмическая эффективность Камбаратинского взрыва больше, чем у приведенных в таблице 8-ми промышленных взрывов. Отсюда можно заключить, что по сейсмическому эффекту Камбаратинскому взрыву соответствует масса ВВ не меньше, чем была заложена в минных штольнях, и что детонация ВВ была полной и энергия продуктов детонации соответствовала проектной массе ВВ.

Основные результаты работы приведены в табл. 2. Это время в очаге t_0 , отклонение времени в очаге от фактического значения Δt , координаты N и E эпицентров взрывов согласно данным сейсмических сетей, отклонение эпицентров от фактического значения Δr и глубина гипоцентра очага (заряда) – H. Эти данные показывают погрешности работы сейсмических служб. Поэтому материалы, полученные при регистрации сейсмике от Камбаратинского взрыва, могут служить для дальнейшего совершенствования методов обработки сейсмических наблюдений.

Заключение

По данным Геофизической службы РАН магнитуда Камбаратинского взрыва по объемным волнам составляет $m_b = 5,2$. Взрыв идентифицирован, как взрыв одного заряда.

Региональные станции Киргизии идентифицировали взрыв двух зарядов с магнитудой MPVA первого заряда 4,3 и второго – 5,13.

Получены погрешности сейсмических сетей по определению эпицентра взрыва и времени в очаге.

По сейсмическому эффекту детонация ВВ была полной и энергия продуктов детонации соответствовала массе ВВ.

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А. Крупномасштабные химически взрывы и проблема контроля подземных ядерных взрывов // Федеральная система сейсмологических наблюдений и прогноза землетрясений: информационно-аналитический бюллетень. 1996, № 1, с. 107–117.

Михайлова Н.Н., Неверова Н.П., Калмыкова Н.А. Энергетические и магнитудные характеристики землетрясений в практике сейсмических наблюдений на северном Тянь-Шане. кн. Землетрясения в Северной Евразии. М.: Природа. 1999, с. 60–64.

Adushkin V.V., An V.A. Teleseismic monitoring of Underground Nuclear Explosions at the Nevada test Site from Borovoye, Kazakhstan // Science and Global Security, 1990. V. 3, No. 2, pp. 289–309.

УДК 550.34, 551.248.2

СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ПРОЕКТИРУЕМОЙ ПЛОЩАДКИ НИЖЕГОРОДСКОЙ АЭС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАЛОАПЕРТУРНОЙ ГРУППЫ

***С.Б. Кишкина, Д.Н. Локтев, И.А. Санина, С.Г. Волосов,
Г.Н. Иванченко, Н.Л. Константиновская, М.А. Нестеркина,
О.А. Усольцева***

В статье рассмотрены основные задачи и первые результаты, полученные в ходе сейсмологического мониторинга площадки Нижегородской АЭС на участках залегания мощных осадочных толщ и при достаточно высокой антропогенной нагрузке, т.е. в условиях, существенно усложняющих выделение сигнала на уровне помех, определение его природы и основных параметров.

Введение

С целью сейсмического контроля стабильности геосреды в ближнем районе проектируемой площадки Нижегородской АЭС (с. Монаково, Навашинский район Нижегородской области) в 2011 году командой ИДГ РАН были проведены краткосрочные сейсмологические наблюдения в заданном районе.

В течение нескольких предыдущих лет наблюдения в заданном районе велись сетью из пяти сейсмических станций, установленных на расстояниях 20–40 км друг от друга с заявленной минимальной регистрируемой локальной магнитудой

2,2 [Предварительный..., 2010]. Оценим, какова вероятность возникновения сейсмического события подобной мощности в исследуемом районе.

Если принять, что все события, отмеченные в тех или иных исторических источниках за 1806–1897 гг. являются землетрясениями (диапазон магнитуд оценивается специалистами от 0,7 до 5,3) [Татевосян и др., 2003; Предварительный..., 2010], то период вероятного возникновения события с магнитудой 2,2 составит более 5 лет. Поскольку такая оценка учитывает возникновение события практически на всей территории ВЕП, при нормировании на интересующую нас площадь, вероятность возникновения события понизится, а период его вероятного возникновения, соответственно, возрастет.

Сведения о современных тектонических событиях в районе Нижегородской области также достаточно противоречивы, т.к. многие события, занесенные в каталоги землетрясений Восточно-европейской платформы, сегодня «переведены» в разряд техногенных или их статус оспаривается. Если принять наиболее осторожный вариант (то есть что все события, отнесенные к тектоническим или «предположительно тектоническим» [Предварительный..., 2010] – это землетрясения), то оценки ожидания события с магнитудой 2,2 составят полтора года; при этом в течение года есть шанс зарегистрировать 17 событий с магнитудой –1.

Очевидно, что именно от подобных оценок следует отталкиваться при организации и проведении сейсмологического мониторинга в платформенных условиях: для уверенного контроля территории в районе ВЕП система мониторинга должна обеспечивать регистрацию слабых и очень слабых сейсмических событий [Бугаев, Кишкина, 2009]. Только такой подход позволит в обозримые сроки накопить представительную статистику возникновения сейсмических источников в условиях слабоактивных территорий. А анализ частоты их возникновения и приуроченности к выделенным линеаментам может служить основанием для оценки степени геодинамической стабильности рассматриваемого участка среды. Таким образом, одна из основных задач сейсмологического мониторинга в платформенных условиях сводится к регистрации и идентификации микроземлетрясений в ближнем районе площадки АС.

Постановка задачи – проведение сейсмического мониторинга проектируемой площадки Нижегородской АЭС – обуславливает необходимость проведения сейсмической регистрации на участках залегания мощных осадочных толщ и при достаточно высокой антропогенной нагрузке, то есть в условиях, существенно усложняющих выделение сигнала на уровне помех, определение его природы (естественный/антропогенный) и основных параметров (местоположение источника, энергетика и др.). В таких сложных для сейсмологических наблюдений условиях сеть одиночных станций не справляется с задачей обнаружения и локализации сигналов невысокой мощности. На основании опыта долговременной работы в условиях мощных осадочных пород сейсмической группы «Михнево» ИДГ РАН, сейсмический мониторинг ближней зоны площадки Нижегородской АЭС был организован на базе малоапертурной сейсмической группы [Санина и др., 2011].

Условия регистрации и аппаратура

Группа сейсмических станций, установленная для регистрации сейсмических событий в ближнем районе Нижегородской АЭС, включала в себя 9 пунктов наблюдения с общим сигналом времени, одинаковой системой регистрации и одина-

ковой для всех пунктов аппаратурой. Линейный размер расстановки станций (апертура) составлял около 1 км, что определяет класс установленной сейсмической группы как «малоапертурная». Для установки было выбрано место в окрестности села Чудь Нижегородской области Навашинского района, в 3 километрах от площадки АС (рис. 1). Место характеризуется достаточно низкой антропогенной нагрузкой: ближайшая дорога с интенсивным автомобильным движением находится в 5–6 км, ближайшая железнодорожная ветка в 26 км; в непосредственной близости нет промышленных предприятий. Группа располагается в зоне динамического влияния активизированной линейamentной зоны СЗ-ЮВ простирания, вдоль которой располагаются карстовые формы, в непосредственной близости от оползневого склона борта долины р. Оки, что позволяет контролировать возможные опасные экзогенные процессы, в том числе карстовые обрушения. Группа получила имя «Монаково».

С 17 июня по 30 августа 2011 года велась непрерывная регистрация сейсмических колебаний грунта одновременно всеми приборами группы, установленными на двух concentрических окружностях с радиусами 300 и 700 м. На всех пунктах регистрации установлены 24-разрядные регистраторы Reftek-130, приемники GPS; частота опроса 100 Гц. Динамический диапазон сейсмических каналов 120–140 дБ. Датчики установлены на бетонные плиты, заглубленные в грунт на 0,5–0,7 метров, защищены от воздействия ветра и влаги. Каждая точка оснащена регистратором/накопителем данных и временными источниками питания (аккумуляторами).

Результаты анализа данных

Путем обработки всего ансамбля данных [Санина и др., 2009] решалась основная задача – обнаружение и выделение сейсмических сигналов, одновременно фиксируемых большинством пунктов регистрации.



Рис. 1. Схема размещения малоапертурной сейсмической группы «Монаково» на окраине села Чудь (Нижегородская область, Навашинский район). Расположение группы выделено кружком без соблюдения масштаба.

В первую очередь выделялись и исключались из анализа сигналы, природа которых явно определялась как техногенная. Как правило, это были сигналы от проходящего автотранспорта (они хорошо отсеиваются, благодаря компактной установке сейсмических датчиков в группе) и достаточно продолжительные монохроматические сигналы, вызванные работой в окрестности группы каких-либо генераторных установок или другого оборудования. Все остальные сигналы подвергались анализу, в ходе которого оценивались основные амплитудные параметры сигналов и местоположение их источников, проводился спектральный, поляризационный и фазовый анализ, и т.д.

Оценивались и основные характеристики фона: уровень микросейсмических колебаний на площадке установки малоапертурной сейсмической группы «Монаково» в дневные часы не превышает 0,2 микрон/с, ночью – 0,1 микрон/с.

В результате проведенной работы было зарегистрировано около 600 сигналов. Среди них 63 сейсмических сигнала, вызванных телесеismicкими землетрясениями, 2 сигнала от региональных землетрясений (Кавказ); более 300 сигналов, источники которых отнесены к источникам акустической природы; 171 сигнал, источниками которых определены взрывы; 18 сигналов, источниками которых по косвенным признакам могут служить карьерные взрывы, но карьеры в месте локализации не обнаружены. За время работы малоапертурной сейсмической группы «Монаково» зарегистрировано 38 сейсмических сигналов, природа которых по имеющимся на сегодня данным не может считаться техногенной: источники 16 из них определены в ближней зоне (до 30 км от площадки АС) и отнесены к природным событиям. Местоположение источников оставшихся 22 сигналов на данный момент не может быть определено с достаточной степенью точности, их природа не ясна.

Для оценки величины возможного сейсмического воздействия на площадке важно иметь достоверный график повторяемости сейсмических событий. В условиях платформы это означает необходимость регистрировать и с максимально возможной точностью определять положение источников слабых сигналов, а также

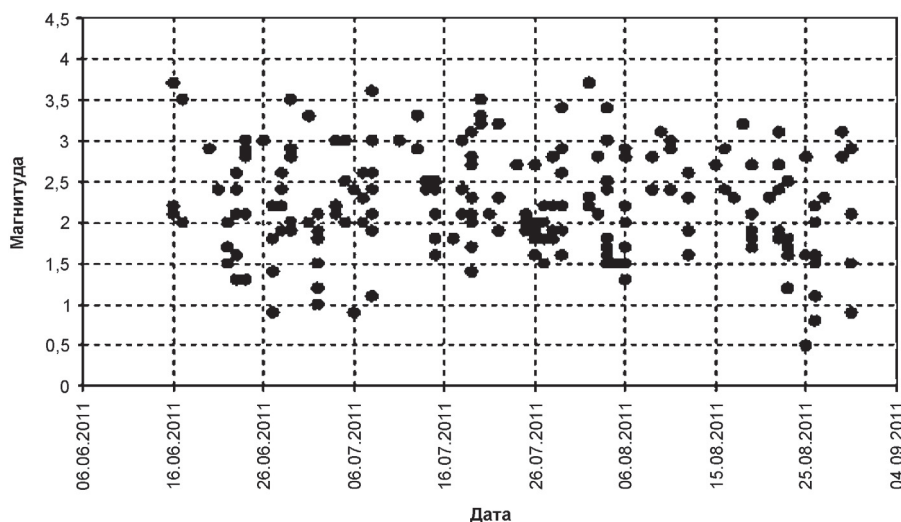


Рис. 2. Пример временной последовательности событий, определенных как карьерные взрывы. Регистрация группой «Монаково» в период с 17.06.2011 по 30.08.2011 гг.

достоверно определять их природу. В первую очередь это относится к сейсмическим сигналам, вызванным карьерными взрывами. Этот тип сигналов распространен на Восточно-Европейской платформе, так как местность насыщена горнодобывающими предприятиями. Отметим, что до сих пор существует вероятность, что в сейсмических каталогах под видом землетрясений окажутся сейсмические события, вызванные карьерными взрывами, так как на сегодняшний день они не имеют четко определенных параметров идентификации и при этом их магнитуды находятся в диапазоне потенциально возможной чувствительности регистрации региональными станциями (рис. 2). Существует и опасность «выбросить» из анализа сигнал, вызванный природным событием, посчитав, что раз событие произошло в дневное время, значит это сигнал от взрыва.

На территории Нижегородской и прилегающих к ней областей постоянно работает большое количество карьеров и групп карьеров, добыча в которых ведется взрывным способом; присутствуют и военные полигоны.

Из проанализированных сигналов источники 189 были отнесены к карьерным взрывам (или просто взрывам). Первичными определяющими признаками, позволяющими отнести источник сейсмического сигнала к взрыву, служили волновые формы сигналов и координаты события: при попадании их на карьер событие считается взрывом. Однако локация источника события, который по форме сейсмической записи может быть похож на сигнал от взрыва, не всегда указывает на какой-либо карьер. В первую очередь это может быть вызвано ошибкой локации (в случае нечеткого вступления, неявного выделения фаз; ошибок определения азимута и медленности). Во-вторых, не для всех районов доступны электронные карты достаточного разрешения. И, наконец, причина может скрываться в ошибке определения природы источника. В таких неопределенных случаях сигналы подвергались дополнительному анализу. В частности, проводился спектральный анализ, позволяющий оценить энергетическую насыщенность сигнала высокими частотами, характерными для взрывных источников, а также выявить модуляцию спектра, которая

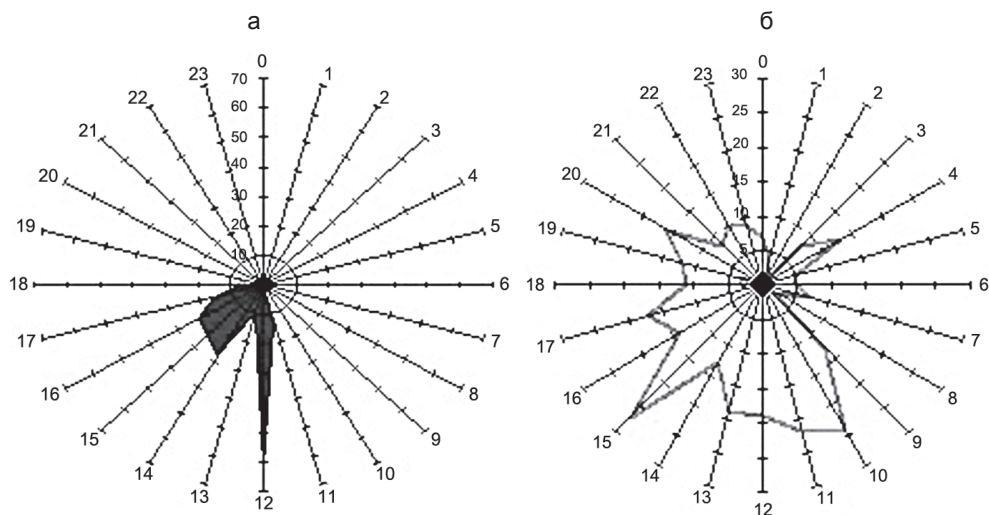


Рис. 3. Распределение по времени суток (время местное) зарегистрированных сигналов от источников, которые отнесены к акустическим (б) и определены как карьерные взрывы (а). По кругу отмечено местное время (час), вертикальная ось – количество событий.

бывает отчетливо выражена для сигналов, источниками которых являются короткозамедленные карьерные взрывы.

Распределение по времени суток (время местное) зарегистрированных сигналов, источниками которых определены карьерные взрывы, показано на рис. 3а. Хорошо видно, что все события укладываются в достаточно узкий временной интервал, что является косвенным подтверждением правильного определения природы событий.

Регистрация и определение параметров сигналов, инициированных карьерными взрывами, может служить оценкой работоспособности используемой сейсмической аппаратуры; особенно в платформенных условиях, при достаточно низкой вероятности возникновения тектонических событий.

Около половины источников всех зарегистрированных сигналов – это акустические события, которые распознаются по кажущейся скорости распространения волны ~ 350 м/с. Одиночной станцией оценить природу источника подобного сигнала практически невозможно; только в случае его привязки по времени к какому-либо известному сейсмическому (например, взрывному) источнику. Но далеко не все акустические сигналы соотносятся по времени со взрывами. Это несовпадение хорошо видно на диаграммах временного распределения сигналов (рис. 3,а,б). На временном распределении сигналы, источниками которых определены карьерные взрывы, занимают узкий диапазон, тогда как акустические сигналы отмечаются практически в любое время суток: как дневные, так и в ночные часы (когда взрывные работы не ведутся).

По результатам локации источники 16 сигналов были отнесены к близким событиям. Это источники, которые, предположительно, относятся к природным сейсмическим событиям, их анализу было уделено особое внимание. Поскольку уровень амплитуд для фаз объемных сейсмических волн от близких источников сопоставим с уровнем микросейсмического фона, локация таких источников сопряжена с трудностями. В связи с этим, «близкие» сигналы проходили несколько процедур независимой локации.

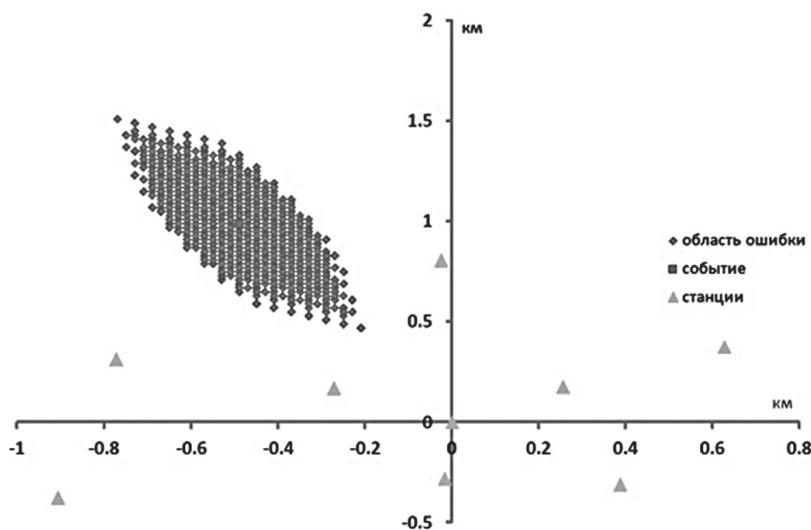


Рис. 4. Пример определения координат методом сеточного поиска (9.07.2011 09:09:59; минимальная среднеквадратичная невязка равна 0,026 с.).
За координаты события принимается геометрический центр области ошибки.

Среди используемых методических приемов обработки цифровых записей слабых сейсмических событий основное место занимал поляризационный анализ. Он применялся на трехкомпонентных записях для выделения вступлений сейсмических фаз после частотной фильтрации в подобранном диапазоне. Помимо этого определение координат близких событий (рис. 4) проводилось с помощью алгоритма, разработанного на основе метода сеточного поиска [Nelson, Vidale; 1990]. В этом случае для анализа выбиралась область 10 км^2 с центром, совпадающим с центральной точкой группы; область разбивалась на блоки $200 \times 200 \text{ м}$ (2500 блоков). Скорость волн принималась постоянной во всей области. Предполагая источник сигнала в каждом из блоков, рассчитывались времена пробега от центра блоков области к каждой точке группы. На основе определенных по сейсмограммам временам прихода волны $t_i^{\text{эксп}}$ на различные станции сейсмической группы для конкретного события и рассчитанных времен пробега $t_i^{\text{расчет}}$ определялось $T_0^{\text{соб}}$ для каждого блока области по формуле:

$$T_0^{\text{соб}} = \sum_{i=1}^N (t_i^{\text{эксп}} - t_i^{\text{расчет}}) / N,$$

где N – количество станций, зарегистрировавших событие. Затем для каждого блока области определялась среднеквадратичная невязка $RMS^{\text{соб}}$ по формуле:

$$RMS^{\text{соб}} = \left(\sum_{i=1}^N (t_i^{\text{эксп}} - t_i^{\text{расчет}} - T_0^{\text{соб}})^2 / N \right)^{1/2}.$$

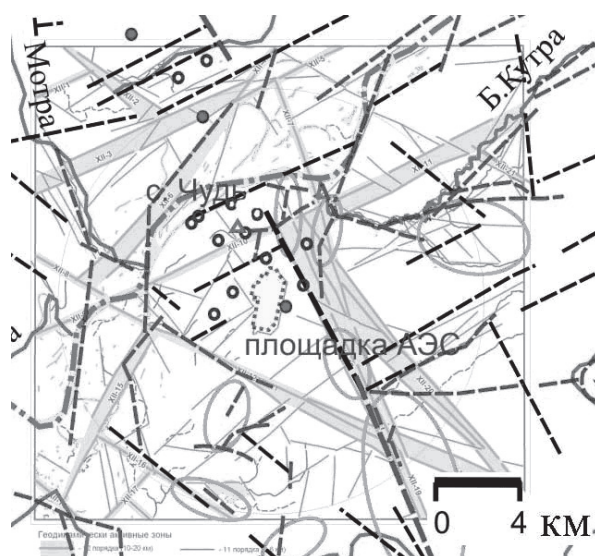


Рис. 5. Сопоставление результатов анализа сейсмических данных с картами линеаментов различного ранга, картами иерархически соподчиненных блоков.

Широкими полосами показаны геодинамически активные зоны 11 и 12 порядка [Предварительный..., 2010]. Линеаменты, выделенные по результатам дешифрирования космоснимка, отмечены штриховым пунктиром; овалами выделены зоны карста; точечным пунктиром отмечена площадка проектируемой Нижегородской АЭС. Треугольники – местоположение малоапертурной сейсмической группы «Монаково»; окружности – источники близких сейсмических событий, которые отнесены к природным.

В связи с малыми магнитудами разделение по масштабу событий на схеме не приводится.

Блок с наименьшим $RMS^{\text{соб}}$ считался источником сейсмических волн в первом приближении (x^1, y^1) и, в свою очередь, разбивался на меньшие участки (20×20 метров; 400 блоков). Для маленьких блоков опять проводилось вычисление $t_i^{\text{расчет}}$ сетка 2, $T_0^{\text{соб}}$ сетка 2 и $RMS^{\text{соб}}$ сетка 2. Координаты центра блока (x, y) с наименьшим $RMS^{\text{соб}}$ сетка 2 считались координатами источника события.

Для определения значения оптимальной постоянной скорости сейсмических волн для данного района использовался метод перебора, а также метод «generalized beamforming» [Асминг, 2004]. Для близких событий значение скорости принято считать равным 2 км/с. Сейсмическая волна со скоростью 2 км/с не является первой, но выделяется как самая интенсивная с характерной формой записи на всех каналах группы. Волновые формы сейсмических сигналов от большинства событий, отнесенных к природным, весьма схожи: для них характерна длительность около 20–30 секунд и большие цуги поверхностных волн.

Сопоставление результатов анализа сейсмических данных, полученных в период работы малоапертурной сейсмической группы «Монаково» (17.06.2011–30.08.2011), с имеющимися картами линеаментов различного ранга, картами иерархически соподчиненных блоков демонстрирует (рис. 5), что значительное количество сейсмических событий в ближней зоне приурочено к линеаментам простирания ЮЗ–СВ, выделенным при автоматизированном дешифрировании; что, возможно, связано с активизацией этих зон в современном региональном поле напряжений ВЕП, которое, в свою очередь, имеет субмеридиональную ориентацию осей сжатия.

Выводы

Несомненно, малая представительность сейсмологических данных, полученных за короткий срок в 2,5 месяца, не может служить основанием для выводов о реальных параметрах графика повторяемости и оценок степени стабильности геодинамических параметров в изучаемом районе. Тем более, что наблюдения велись в карстоопасном районе, так что большая часть сигналов может иметь связь не с эндогенными, а с экзогенными карстовыми процессами; мониторинг которых, впрочем, весьма актуален в рассматриваемом районе. Однако опыт работы малоапертурной группы даже на таком коротком временном интервале продемонстрировал возможность и необходимость в условиях платформы регистрировать слабые события, которые позволяют в достаточно короткие сроки, по сравнению с вероятностью возникновения заметных тектонических событий в платформенной области, собрать представительную статистику сейсмичности территории и оценить степень геодинамической стабильности ближнего района площадки АС.

Литература

Асминг В.Э. Создание программного комплекса для автоматизации детектирования, локации и интерпретации сейсмических событий и его использование для изучения сейсмичности Северо-Западного региона: Дис. на соиск. уч. степени канд. физ.-мат. наук. М.: ИДГ РАН, 2004. 128 с.

Бугаев Е.Г., Кишкина С.Б. Метод сейсмического мониторинга территории объектов атомной энергетики на Восточно-европейской платформе // Проблемы взаимодействия геосфер: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 147–155.

Кишкина С.Б., Кочарян Г.Г., Локтев Д.Н., Санина И.А. и др. Сейсмический мониторинг территории Ленинградской АЭС-2 с использованием малоапертурной группы // Динамические процессы в геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2010.

Предварительный отчет по обоснованию безопасности. ОАО «НИАЭП». АЭС-2006. Нижегородская АЭС. Энергоблок 1. 2010.

Санина И.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Нестеркина, Константиновская, Волосов С.Г. Опыт сейсмического мониторинга площадок размещения АЭС на Восточно-Европейской платформе // Геодинамика № 2(11) 2011. Львов. Изд-во Львовский политех. С. 275–278.

Санина И.А., Черных О.А., Ризниченко О.Ю., Волосов С.Г. Малоапертурная сейсмическая антенна «Михнево»: новые возможности изучения сейсмичности Восточно-Европейской платформы // Доклады Академии Наук. Том 428, № 7, 2009. С. 536–542.

Татевосян Р.Э., Мокрушина Н.Г. Историческая сейсмичность среднего Поволжья // Изв. РАН. Физика Земли. № 3. С. 13–43.

Nelson G.D., Vidale J.E. Earthquake locations by 3-d finite-difference travel times // Bull. Seis. Soc. of Am. V.80, N.2, 395–410, April 1990.

УДК 550.34

ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛА-ЗАПОЛНИТЕЛЯ НА ХАРАКТЕР СДВИГОВОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ НАРУШЕНИЯ СПЛОШНОСТИ

А.А. Остапчук, Г.Г. Кочарян, В.К. Марков, Д.В. Павлов

Экспериментально установлено, что механические свойства и структурные характеристики материалов-заполнителей трещин определяют характер фрикционного взаимодействия блоков горной породы. При незначительном изменении таких характеристик, как влажность, грансостав и форма зерен, стабильное скольжение может смениться динамической неустойчивостью. Показано, что определяющую роль играет именно структура заполнителя, а влияние таких механических характеристик, как сцепление и угол внутреннего трения, вторично.

Введение

Если в горном массиве сформировалось нарушение сплошности – трещина или разлом, – то в дальнейшем большая часть деформации локализуется в этой области, а процесс деформирования будет контролироваться фрикционным взаимодействием между бортами разрыва. По геологическим данным главная зона сместителя состоит, как правило, из нескольких тонких разрывов шириной менее 10 см. Разрыв, как правило, заполнен изношенным гранулированным материалом (gouge), который имеет более или менее угловатую форму [Sibson, 2003; Chester & Chester, 1998] и широкий грансостав [Кочарян и др., 2011]. Структура и свой-

ства материала заполнителя значительно влияют на механическую прочность, характер фрикционного взаимодействия и потенциал для возникновения динамической неустойчивости.

Одним из наиболее интригующих вопросов механики разломообразования и сейсмологии является вопрос о том, что определяет реализацию того или иного режима деформирования разломной зоны? Какие микро- и макро-характеристики разломов влияют на реализацию того или иного режима деформирования (динамический – «обычные» землетрясения, стабильное скольжение – крип, низкочастотные и медленные события) [Peng, Gomberg, 2010].

Численные расчеты и эксперименты с некоторыми материалами [Morgan, 1999] показали, что важную роль в формировании режима деформирования может играть структура заполнителя. В настоящей работе мы описываем некоторые результаты экспериментов, основное внимание в которых уделялось поиску факторов, определяющих формирование стабильного скольжения, стик-слипа или некоторого переходного режима.

Постановка экспериментов

Лабораторное исследование процесса прерывистого скольжения проводилось на установке, показанной на рис. 1. Гранитный блок 8×8 см с шероховатой нижней поверхностью (1) устанавливался на шероховатой гранитной подложке (2), контакт между которыми заполнялся различными зернистыми материалами. Толщина межблочного контакта составляла 2,5 мм.

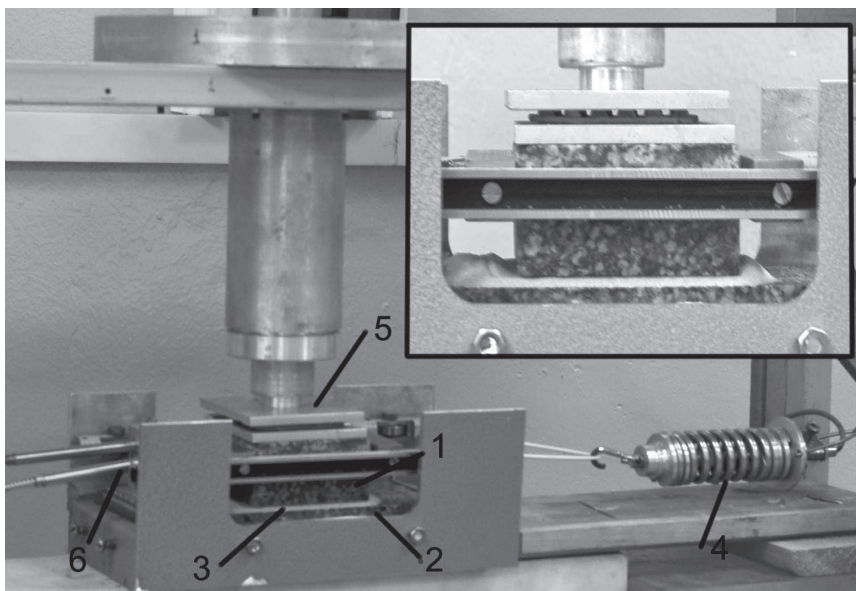


Рис. 1. Установка для исследования явления прерывистого скольжения.

1 – гранитный блок с шероховатой нижней поверхностью; 2 – шероховатая гранитная подложка; 3 – гранулированный заполнитель; 4 – пружина с датчиком силы; 5 – система подачи нормальной нагрузки; 6 – датчики смещения.

Анализ результатов геолого-геофизических обследований зон сейсмогенных разломов, проведенных в последние годы, позволяет предположить, что при землетрясении динамические деформации локализуются в чрезвычайно узкой области центральной части разломной зоны [Chester & Chester, 1998]. Материал в центральной части разломной зоны имеет тонкодисперсную структуру, широкое распределение частиц по размеру и, вероятно, достаточно высокую пористость [Jeppson et al., 2010]. Взаимодействие отдельных квазилинейных сегментов разломных зон происходит через зоны распределенных катакластических деформаций. При этом «длинноволновая» кривизна границ структурных блоков слабо сказывается на закономерностях динамического сдвига по разлому, в отличие от шероховатости контактирующих поверхностей [Кочарян и др., 2010]. В этой связи, используемая лабораторная модель, оказывается, по нашему мнению, пригодной для исследования особенностей динамики формирования межблоковых подвижек.

В ходе эксперимента гранитный блок нагружался постоянной нормальной нагрузкой, и максимальное давление, оказываемое на межблоковую границу, составляло примерно 1,5 атмосферы. Специальное устройство передачи нагрузки (5) позволяло избежать неконтролируемых касательных усилий. Спереди к гранитному блоку крепилась пружина с жесткостью $61,1 \pm 0,7$ Н/мм, которая деформировалась с постоянной скоростью. Создаваемые усилия контролировались датчиками силы. Перемещения блока относительно подложки измерялись датчиками LVDT с точностью 1 мкм и лазерными датчиками ILD2220-10. Последние позволяли измерять динамические перемещения в полосе частот 0–4 кГц с точностью 0,15 мкм.

В качестве заполнителя трещин использовались различные материалы – кварцевый песок Люберецкого карьера, стеклянные шарики, искусственные грунты. Для характеристики структуры заполнителя мы использовали постоянные из распределения Розина–Раммлера:

$$R(\delta) = \exp(-(\delta/\delta_0)^n) \quad (1)$$

где δ_0 и n – постоянные для данного материала средний размер зерна и ширина распределения.

Искусственные грунты создавались следующим образом. В качестве исходного материала была взята крошка, полученная дроблением гранита. С помощью набора сит крошку сепарировали на 7–9 фракций в диапазоне размеров от менее 0,05 до 1,6 мм. Образцы составляли путем тщательного перемешивания порошков, взятых в соответствующих весовых долях от каждой фракции. К тонким фракциям (<50 мкм) добавляли стандартные абразивные порошки (корунд и карбид кремния). При определении весовой доли последних учитывалась разница их плотности и плотности гранита. Средний размер зёрен искусственных грунтов составлял 337 мкм при вариации размеров отдельных зерен от 28 до 1600 мкм. Ширина распределения n варьировалась от 0,5 до 3,5.

На рис. 2 показаны фотографии некоторых заполнителей: рис. 2,а – искусственный грунт, рис. 2,б – песок, с диапазоном размеров зёрен 250–315 мкм, рис. 2, в – стеклянные шарики размером от 250 до 400 мкм.

Из приведенных фотографий можно видеть, что форма зёрен сильно отличается для различных материалов-заполнителей. Так искусственные грунты имеют зёрна угловатой формы с заострёнными краями, песок имеет существенно более округлые зерна, а стеклянные шарики имеют правильную круглую форму.

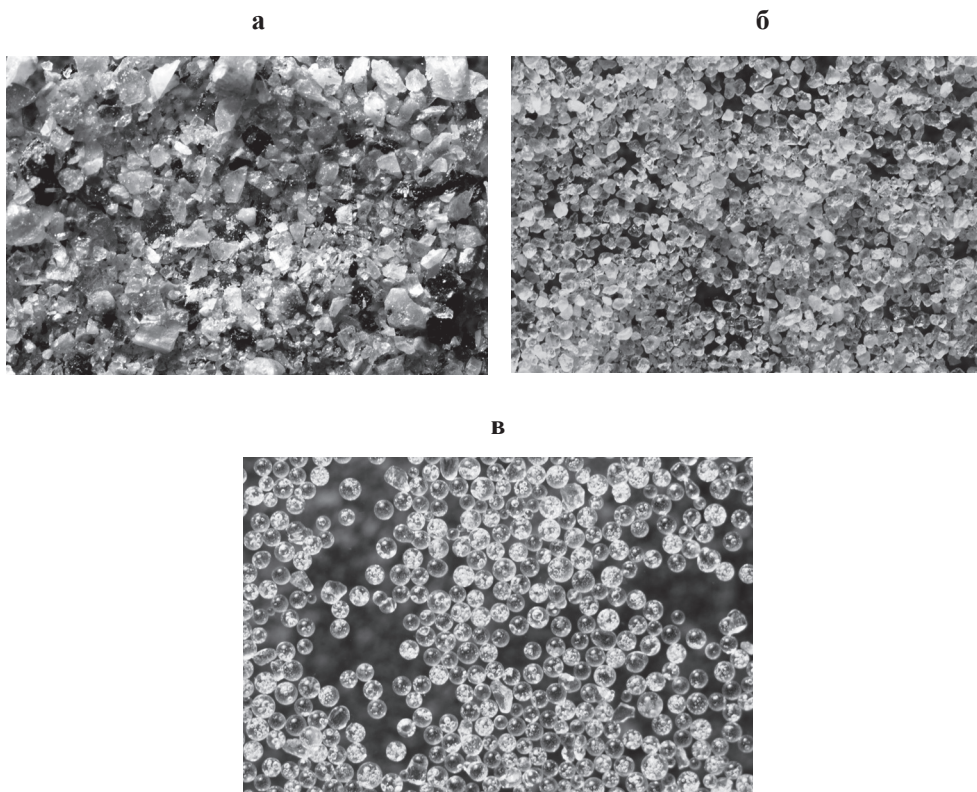


Рис. 2. Микрофотографии некоторых материалов-заполнителей.
 (а) – искусственный грунт с шириной распределения $n = 2$; (б) – кварцевый песок, с диапазоном размеров зёрен 200–315 мкм; (в) – стеклянные шарики размером от 250 до 400 мкм.

Прочностные характеристики материалов-заполнителей

Материалы характеризовались предельным законом сухого трения Кулона

$$\tau = \sigma_n \operatorname{tg} \varphi + C_r \quad (2)$$

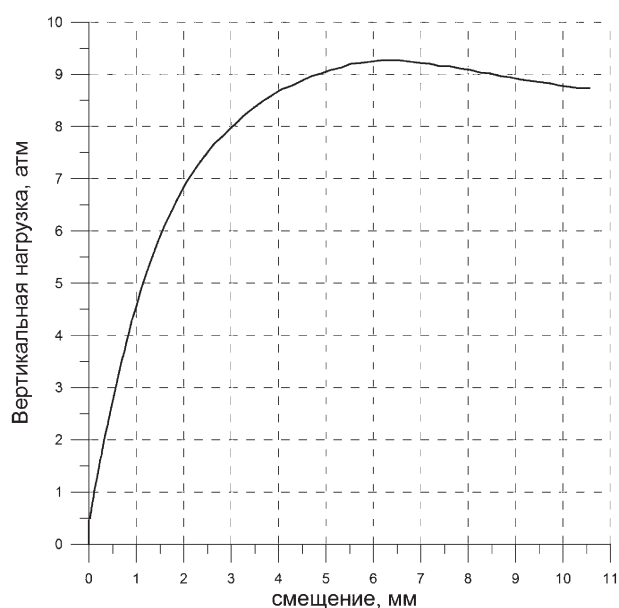
здесь τ – касательное, σ_n – нормальное напряжение на площадке сдвига, φ – угол внутреннего трения, C_r – сцепление.

Исследование прочностных характеристик материалов проводилось на установке трехосного сжатия ГТ 0.3.1. (ГЕОТЕК). Исследуемый образец имел диаметр 35 и высоту 85 мм. Прибор был снабжен датчиками силы и перемещения, которые измеряли сжимающее давление и деформацию образца.

На рис. 3 представлен типичный вид кривой нагружения. Видно, что разрушение образца произошло при смещении около 6 мм.

Исследования материалов проводились при различных значениях всестороннего гидростатического давления в диапазоне от 0,2 до 4,2 МПа. По результатам измерений строились огибающие кругов Мора и определялись параметры закона Кулона (2), которые приведены в Таблице.

Рис. 3. Кривая нагружения для искусственного грунта. $n = 1,5$ при постоянном всестороннем давлении 1,6 атм.



Эти же параметры оценивались по результатам измерений величин предельного и остаточного сопротивления сдвигу в опытах с нагружением тонкого слоя грунта на установке, показанной выше на рис. 1. Эти данные приведены в Таблице в скобках.

Таблица

**Прочностные параметры материалов,
полученные в экспериментах по трехосному сжатию**

Тип грунта	Сцепление C_r , кПа	Угол внутреннего трения φ , °
Стеклянные шарики	0 (0–2)	32 (19)
Сухой Песок	2–10 (3–5)	37 (27)
Искусственный грунт, $n = 0,5$	25–30 (10–20)	43 (31)
Искусственный грунт, $n = 1,0$	1–100 (10–20)	44 (31)
Искусственный грунт, $n = 1,5$	20–100 (10–20)	46 (31)
Искусственный грунт, $n = 2,0$	10–100 (10–20)	44 (31)
Искусственный грунт, $n = 3,5$	10–100 (10–20)	44 (31)
Искусственный грунт, $n = 2,0$ с 20%-ным содержанием стеклянных шариков	– (10–20)	– (29)
Искусственный грунт, $n = 2,0$ с 30%-ным содержанием стеклянных шариков	– (5–20)	– (28)
Искусственный грунт, $n = 2,0$ с 50%-ным содержанием стеклянных шариков	– (5–20)	– (23)

Параметры уравнения Кулона для разных грунтов в значительной степени зависят от формы зёрен и ширины распределения. При этом при сдвиге по трещине значения углов внутреннего трения существенно меньше значений, полученных при трехосном нагружении. Это связано, вероятно, с возможностью вращения зёрен при сдвиге по трещине. При этом характер нагружения для разных грунтов может оказаться существенно разным при близких значениях сцепления и угла внутреннего трения (рисунки 4 и 5).

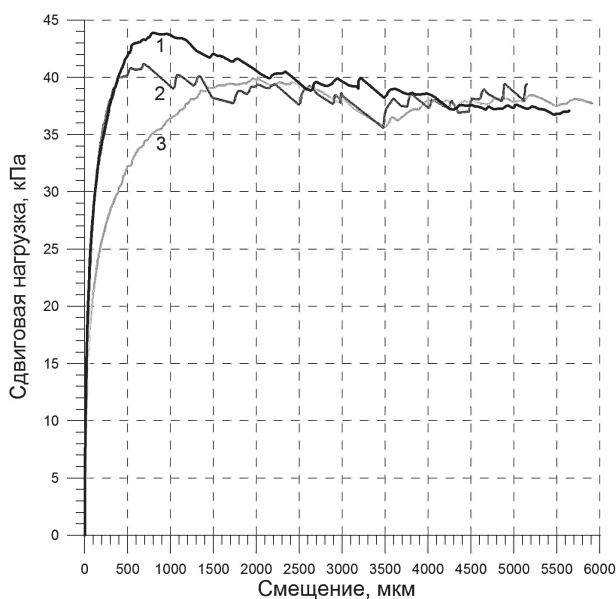


Рис. 4. Кривые нагружения для грунтов с разным грансоставом при нормальной нагрузке 61 кПа.

Кривая 1 – ширина распределения ($n = 2,0$), кривая 2 – ширина распределения ($n = 1,0$), кривая 3 – ширина распределения ($n = 0,5$).

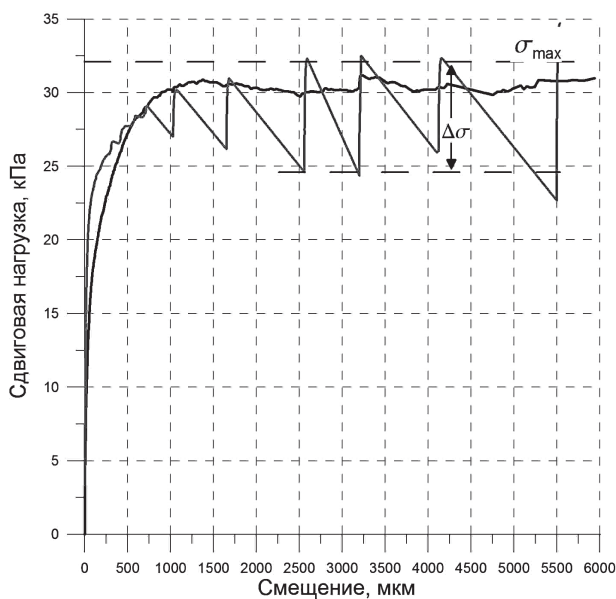


Рис. 5. Зависимость сдвиговой нагрузки от смещения для сухого песка – тёмная кривая и увлажненного глицерином (1%) песка – светлая кривая.

Нормальная нагрузка составляет 61 кПа.

Влияние характеристик материалов-заполнителей на режим деформирования

Результаты экспериментов показали, что структурные и механические характеристики материала, заполняющего трещину, оказывает радикальное влияние на режим деформирования.

На рис. 5 для примера показаны реологические кривые для сухого песка и песка, содержащего 1% глицерина. Можно видеть, что если для контакта, заполненного сухим песком, скольжение стабильно, то для слегка увлажненного песка реализуется режим прерывистого скольжения. При этом во время динамического срыва скорость движения блока достигает значений сотни мкм/с.

Добавление к сухому песку глицерина приводит к резкому изменению режима скольжения (рис. 6). При увеличении содержания глицерина от 0 до 0,2% происходит постепенное увеличение амплитуда изменения сдвиговой нагрузки ($\Delta\sigma$) до ~7% относительно максимального значения (σ_{\max}) сдвиговой прочности контакта. Дальнейшее увеличение доли глицерина приводит к резкому изменению амплитуды изменения сдвиговой нагрузки до ~25%, после чего добавление глицерина не вносит заметных изменений в характер деформирования.

Решающее влияние на закономерность формирования сопротивления сдвигу оказывает структура материала-заполнителя. В одной из серий опытов в искусственный грунт с шириной распределения $n = 2,0$ и средним размером зерна 340 мкм добавлялись стеклянные шарики того же размера. На рис. 7 представлена зависимость смещения блока от времени в зависимости от массовой доли стеклянных шариков в материале-заполнителе. Можно видеть, что по мере увеличения массовой доли округлых частиц движение эволюционирует от почти стабильного скольжения к прерывистому. При содержании стеклянных шариков 0% реализуется режим стабильного скольжения. Начальное увеличение массовой доли приводит к появлению отдельных циклов прерывистого скольжения с незначительным увеличением вариации сдвиговой нагрузки. Дальнейшее увеличение содержания

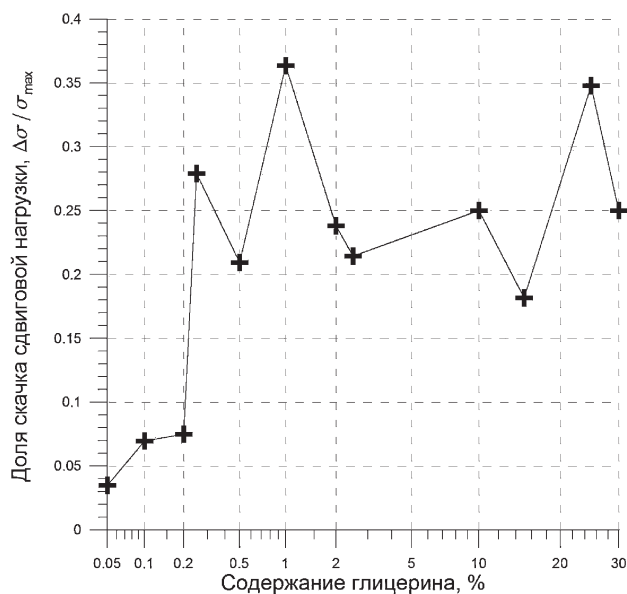


Рис. 6. Зависимость амплитуды скачка сдвиговой силы от содержания глицерина в песке.

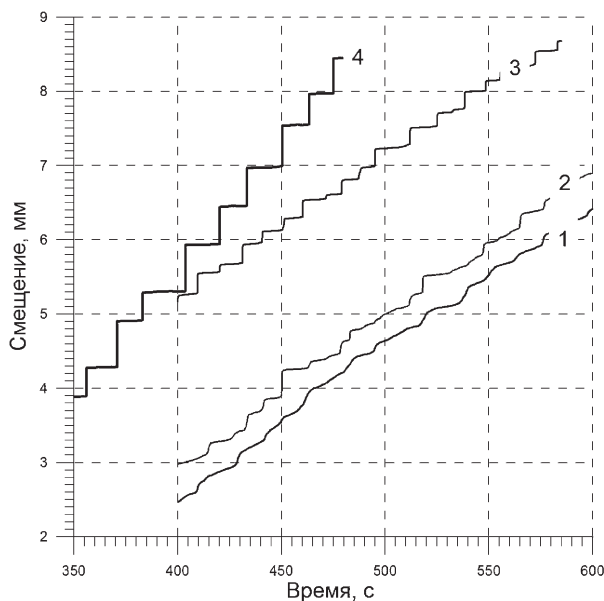


Рис. 7. Изменение характера движения блока при добавлении в искусственный грунт ($n = 2,0$ – материал-заполнитель) стеклянных шариков.

Кривая 1 соответствует искусственному грунту с массовым содержанием шариков 0%, кривая 2 – 20%, кривая 3 – 50%, кривая 4 – чистые стеклянные шарики (100%).

стеклянных шариков приводит к увеличению числа циклов прерывистого скольжения и при массовой доле стеклянных шариков порядка 40% характер движения представляет собой режим прерывистого скольжения. Дальнейшее увеличение содержания шариков влияет только на амплитуду скачка сдвиговой нагрузки.

При деформировании грунтов, состоящих из «свежих», угловатых обломков гранита (рис. 2, а) наблюдается некий промежуточный характер деформирования. Вид кривых нагружения для этих грунтов показан на рис. 4. Амплитуды вариаций сопротивления сдвигу и скорости динамических подвижек значительно меньше, чем при выраженном стик-слипе, однако значительно выше, чем при стабильном скольжении (сравним рисунки 5 и 4).

Обсуждение и выводы

Выполненные опыты продемонстрировали, что на режим движения блока влияют как прочностные, так и структурные параметры материала заполнителя трещины. При незначительном изменении таких характеристик, как влажность, грансостав и форма зерен, стабильное скольжение может смениться динамической неустойчивостью. Важно подчеркнуть, что определяющую роль играет именно структура запол-

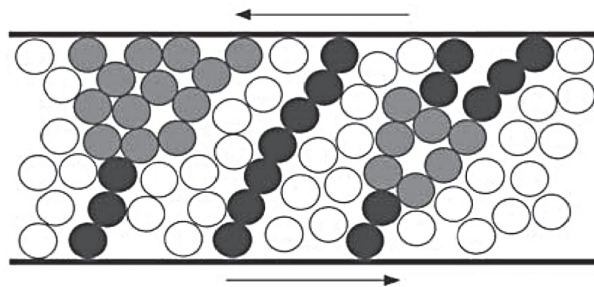


Рис. 8. Схема формирования силовых цепочек поперек слоя.

нителя. При близких прочностных параметрах поведение грунтов с разной структурой иногда радикально различается. Присутствие угловатых, «необработанных» частиц обеспечивает стабильное скольжение, в то время как гладкие частицы провоцируют эффект динамического срыва. Добавление небольшого количества вязкого флюида также провоцирует динамическую неустойчивость. Увеличение сцепления, которое характерно для увлажненного песка, практически не играет роли при тех значениях нормального давления, которые реализуются в экспериментах.

Скорее всего, возникновение динамических срывов связано с возможностью формирования расположенных поперек слоя силовых цепочек из нагруженных гладких частиц. Одновременный разрыв нескольких таких цепочек приводит к резкому снижению сопротивления сдвигу и возникновению динамической неустойчивости [Mair et al., 2002]. Наличие же угловатых частиц и увеличение ширины гранстова заполнителя затрудняет формирование таких структурных образований.

Аналогичный эффект имеет, по-видимому, и добавление глицерина. Оценки показывают, что одного процента глицерина достаточно, чтобы создать достаточно толстую молекулярную пленку на поверхности частиц и обеспечить лучшее контактное взаимодействие шероховатых частиц.

Таким образом, выполненные эксперименты показывают, что структура заполнителя магистральной части разломных зон имеет существенное значение при формировании динамической неустойчивости. Это означает, что инициирование землетрясений более вероятно на сформировавшихся участках разломной зоны, испытавших значительные перемещения в геологической истории.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 10-05-01064 и Программы № 6 ОНЗ).

Литература

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Остапчук А.А. Сейсмический портрет разломной зоны. Что может дать анализ тонкой структуры пространственного расположения очагов слабых землетрясений? // Геодинамика и тектонофизика. 2010. Т. 1. № 4. С. 419–440.

Кочарян Г.Г., Макров В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. Экспериментальное исследование закономерностей деформирования малопрочных тонких слоев геоматериалов // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14. № 6. С. 63–70.

Chester F.M., Chester J.S. Ultracataclastic structure and friction processes of the Punchbowl fault, San Andreas system, California // Tectonophysics. 1998. V. 295. P. 199–221.

Jeppson T.N., K.K. Bradbury, J.P. Evans. Geophysical properties within the San Andreas Fault Zone at the San Andreas Fault Observatory at Depth and their relationships to rock properties and fault zone structure. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. B12423. doi:10.1029/2010JB007563.

Mair K., K.M. Frye, C. Marone. Influence of grain characteristics on the friction of granular shear zones // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. B 10. P. 2219. doi:10.1029/2001JB000516.

Morgan J.K., M.S. Boettcher. Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method 1. Shear zone kinematics and the micromechanics of localization // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. B 2. P. 2703–2719. doi:10.1029/1998JB900056.2719.

Peng Z., J. Gomberg. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // 2010. Nat. Geosci. V. 3. P. 599–607. doi:10.1038/ngeo940.

Sibson R. S. Thickness of seismic slip zone // Bulletin of the Seismological Society of America. 2003. V. 93. № 3. P. 1169–1178.

ЛИНЕАМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ КОСМОСНИМКОВ ПРИ ПОСТРОЕНИИ ГЕОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТУНКИНСКОЙ ВЕТВИ БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЫ

Г.Н. Иванченко

С помощью пакета программ LESSA проведена компьютерная обработка мозаики космических снимков LANDSAT для территории Тункинской впадины. Сравниваются модели напряжённого состояния, определенные по результатам автоматизированного линеаментного анализа, сейсмологическим и структурно-геологическим данным. Установлено преобладание линеаментов субширотного простирания, входящих в свдиговую зону деструкции, выделенную геологическими и сейсмологическими методами. Линии вытянутости роз-диаграмм малых линеаментов хорошо коррелируют с направлениями траекторий растяжения, полученными при измерениях трещиноватости по методу О.И. Гущенко, и согласуются с направлением векторов тектонических сил по сейсмологическим данным.

Введение

Структурное дешифрирование космических изображений – традиционный метод картирования элементов разрывной тектоники при построении региональных геодинамических моделей. В работе рассматриваются возможности автоматизированного дешифрирования линейных элементов изображения при исследовании напряжённого состояния земной коры, региональных разрывов и особенностей пространственного распределения линеаментов. Эти результаты используются при анализе геодинамической обстановки вместе с геологическими, геофизическими и сейсмологическими данными для выбора геодинамической модели на примере сейсмоактивного района с хорошей изученностью. Дешифрирование выполнялось на основе большой мозаики космических снимков в условиях хорошей дешифрируемости и малой зашумлённости изображений техногенными объектами (Тункинская ветвь Байкальской рифтовой зоны). Это позволяет сопоставлять полученные результаты с независимыми наблюдениями для выбора наиболее адекватной геодинамической модели.

Общая характеристика Тункинской ветви Байкальской рифтовой зоны

Крупнейшая на территории России Байкальская рифтовая зона (БРЗ) протягивается на 2500 км из Северо-Западной Монголии через горные сооружения юга Восточной Сибири до Южной Якутии и разделяется на центральную (Байкальскую) часть, а также юго-западный и северо-восточный фланги. Для БРЗ характерны общие для всех рифтовых впадин черты, которые по Н.А. Флоренсову [Флоренсов, 1960] определяются морфологической выразительностью рифтовых структур (озерные и суходольные межгорные впадины, расположенные одна за другой или кулисообразно), интенсивным неоген-четвертичным вулканизмом (ныне угасшим),

значительными геофизическими аномалиями, включая мантийные, высокой сейсмичностью и другими признаками новейшей тектоники. В региональном плане БРЗ является северо-западной границей Амурской субплиты [Zonenshain, Savostin, 1981] и одновременно входит в восточноазиатское «горячее поле» – область повышенного теплового потока, мантийных аномалий и молодого базальтового вулканизма. Амурская плита определяется по движениям верхней, жесткой части литосферы, а «горячее поле» – по состоянию мантии и тепловому потоку. Отсюда проистекает возможность формирования БРЗ согласно двум основным механизмам рифтинга – пассивному, при расхождении плит или субплит, и активному, при подъеме мантийных диапиров [Шерман и др., 2002]. Эти режимы существенно различаются по напряженному состоянию земной коры и стилю разломообразования. Разумеется, возможна и интерференция этих режимов [Malkin, Shemenda, 1991].

Тункинская ветвь БРЗ по Тункинскому разлому ограничена с севера хребтом Тункинские Гольцы, с юга – Хамар-Дабаном и составлена отдельными котловинами, расположенными широтно и разделенными межвпадинными перемычками. С запада на восток это изолированные локальные впадины: Мондинская, Хойтогольская, Туранская, Тункинская, Торская, Быстринская. Их разделяют соответственно межвпадинные перемычки: Харадабанская, Туранская, Ниловская и Еловская. Кроме того в днище крупнейшей собственно Тункинской впадины имеется выступ фундамента – массив Бадары

Перемычки прорезаны долинами рек Иркут и Ихе-Ухгунь, объединяющими все котловины в одну систему. Как для всех рифтов Байкальской рифтовой системы для Тункинской ветви характерна линейная вытянутость неотектонических структур, все главные элементы которых (рифтовые долины и впадины) выражены в рельефе и в региональном плане приурочены к сводовому поднятию над астеносферным выступом. Наличие аномальных тепловых потоков, гидротермальная деятельность и проявления базальтовидного вулканизма вместе с современной высокой сейсмичностью характеризуют практически всю БРЗ, но в Тункинской ветви проявлены наиболее ярко.

Земная кора на больших участках вдоль оси рифтовой зоны находится сейчас или находилась значительную часть плиоцен-четвертичной эпохи в обстановке растяжения. Сжатие распространено локально и эпизодически. Тункинский рифт обладает всеми этими признаками [Гольдин и др., 2001, Иванченко и др., 2009, Семинский и др., 2009, Уфимцев и др., 2006]. Своеобразие Тункинской ветви придают насыщенность междувпадинными перемычками, а также признаки современной геодинамической активности с большим, чем у других рифтов БРЗ, участием сдвигов и взбросов, что определяет характер современной сейсмичности. Наличие активных взбросов и взбросо-сдвигов отражает более сложное чередование режимов сжатия и растяжения, с большим участием деформаций укорочения, чем в других впадинах БРЗ. Система впадин Тункинской ветви высокосейсмична, отмечена 9 балльная сейсмичность по инструментальным наблюдениям и 10 балльная – по палеосейсмодислокациям.

Анализ напряженного состояния южного фланга Байкальской рифтовой зоны

Деформационный режим на позднечетвертичном этапе развития Тункинской системы впадин определяется неоднозначно. Выводы, сделанные по результатам структурно-геоморфологических исследований и реконструкции полей тектонических напряжений по данным о трещиноватости, различны. В первом случае преобладающим считается режим сдвига со сжатием С-СВ направления [Аржанин-

кова и др., 2007]. Во втором случае – на всех этапах развития Тункинской части БРЗ, включая современный, преобладает косое растяжение (доминирующая СЗ ось растяжения при СВ оси сжатия), а деформации сжатия отражают лишь локальные кратковременные вариации напряженного состояния. Для оценки современного поля напряжений использовалась также информация о фокальных механизмах землетрясений, которая характеризует текущий момент деформирования. Решения очагов довольно значительно отличаются в различных структурных блоках Тункинской ветви БРЗ с нарастанием доли сжатия с востока на запад и от центра впадин к их горному обрамлению [Лунина и др., 2007; 2009]. Деформации сжатия приурочены к границам блоков и к северному горному обрамлению, а деформации растяжения характерны для внутренних частей впадин при лево-сдвиговом перемещении по субширотным разломам. По сейсмологическим данным системы главных напряжений в очагах землетрясений, локализующихся во впадинах, чаще всего представлены сочетаниями близгоризонтального СЗ растяжения с наклонным или близвертикальным сжатием, в то время как на границах блоков и в хребтах доминируют близвертикальное растяжение и близгоризонтальное СВ сжатие [Аржанникова и др., 2007]. В целом, определяющую роль в напряженно-деформированном состоянии земной коры исследуемого района играют сдвиги.

Расчеты параметров сеймотектонических деформаций (СТД) показали, что восточное окончание Тункинской системы впадин и район Южного Байкала находятся в режиме северо-западного субгоризонтального удлинения со сдвигом. Западнее Тунки преобладают сдвиговые деформации и усиливается роль северо-восточного сжатия. В районе остальных впадин доминирует деформация субгоризонтального укорочения со сдвигом. Южнее оз. Хубсугул в районе с пониженной сейсмической активностью преобладает деформация укорочения. Таким образом, расчет СТД отчетливо обозначил область перехода от структур растяжения БРЗ к структурам регионального сжатия Монголии и показал, что общая тенденция режима сеймотектонического деформирования этого района сводится к сдвигу с устойчивым субгоризонтальным северо-восточным сжатием [Лунина и др., 2009].

Определенная упорядоченность общего структурного плана БРЗ, по всей вероятности, объясняется существенным влиянием разломной тектоники, имеющей разномасштабные уровни и различный возраст заложения [Шерман и др., 2002]. Крупнейшие разломные зоны (глубинные разломы) ограничивают ряд блоков, в совокупности определяющих главные особенности геологического строения южной части Восточной Сибири. Внутренняя структура блоков осложнена многочисленными разломами второго, третьего и более высоких порядков (регионального и локального уровней). Среди разломов рифтовой зоны преобладают СВ направления ($45\text{--}60^\circ$), менее развиты СЗ ($310\text{--}320^\circ$), при этом среди последних часть относится к категории скрытых нарушений, часть проявляется фрагментарно.

Рифтовые впадины ограничены региональными разломами (Приморский, Тункинский и др.), имеющими ярко выраженную позднекайнозойскую активизацию и характеризующимися, в большинстве случаев, сбросовыми или сбросо-сдвиговыми смещениями. Сдвиговая компонента наиболее четко выявляется для контролирующих впадины разломов ЮЗ и СВ флангов БРЗ. Субширотные сдвиги имеют в их пределах левостороннюю составляющую, субмеридиональные – правостороннюю.

Разломы, в частности, контролирующие сейсмический процесс, характеризуются различными возрастными начальными заложениями и различаются современной интенсивностью движений. На конкретные сейсмические события влияют многие параметры разломов (длина разрыва, кинематика и амплитуда смещений и т.д.). Однако сейсми-

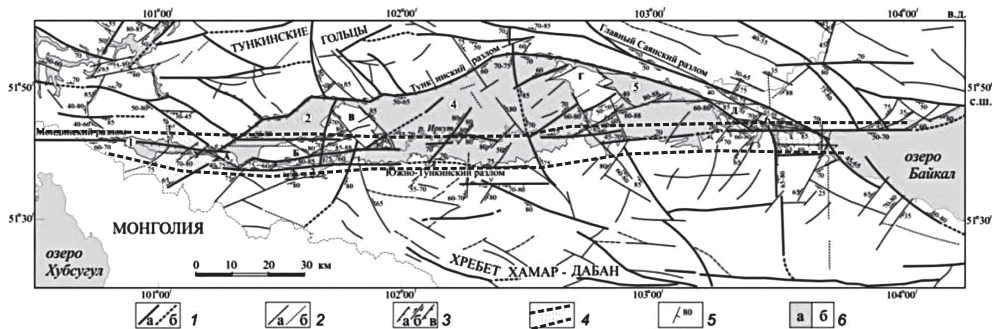


Рис. 1. Карта разломно-блокового строения земной коры Тункинской впадины БРЗ и ее горного обрамления.

1 – разломы достоверные (а) и предполагаемые (б); 2 – разломы региональные (а), локальные (б); 3 – сбросы (а), сдвиги (б), взбросы (в); 4 – положение зоны сдвиговой деструкции; 5 – направление и угол падения разлома; 6 – впадины (а) и выходы фундамента (б) [Шерман и др., 2002].

ческий процесс в целом контролируется подвижностью всего ансамбля разноранговых активных разломов конкретного сейсмического пояса или области. Поэтому важным методом исследования территории является визуальное и автоматизированное дешифрирование линеamentной сети в условиях БРЗ, тесно взаимосвязанной с разломной сетью (технология LESSA [Автоматизированный..., 1988; Zlatopolsky, 1997]).

Для поисков закономерностей структурной организации сейсмического процесса в сейсмических поясах использованы представления о деструктивных зонах литосферы, интегрирующих разноранговые разломы (рис. 1), характеризующиеся разнообразными признаками современной активности [Адушкин и др., 2011; Шерман и др., 2002]. В пределах деструктивной зоны сейсмический процесс протекает неравномерно в пространстве и во времени. Концентрация сильных сейсмических событий фиксируется вдоль оси деструктивной зоны. Преобладающие массы более слабых событий отмечаются в областях динамического влияния разноранговых разломов. При этом многочисленные геологически закартированные разрывы остаются асейсмичными в границах той же сейсмической области.

Результаты автоматизированного линеamentного анализа

Для Тункинской ветви рифта был выполнен автоматизированный линеamentный анализ мозаики цифровых космоснимков с разрешением около 30 м по технологии LESSA с выделением малых и протяжённых линеamentов и построением карт статистических характеристик пространственного распределения малых линеamentов. Разумеется, линейные элементы космических изображений далеко не всегда отвечают разрывным нарушениям на местности, однако хорошая статистическая пространственная корреляция этих объектов многократно демонстрировалась. Техногенное зашумление космоснимков для Тункинского региона варьирует от умеренного до незначительного. Проявление разрывных деформаций на космических снимках объясняется тем, что процессы, происходящие в разрывных зонах, воздействуют на вышележащие слои, предопределяя особенности геологического строения осадочных пород, рельефа (через избирательную денудацию) и почвенно-растительного слоя.

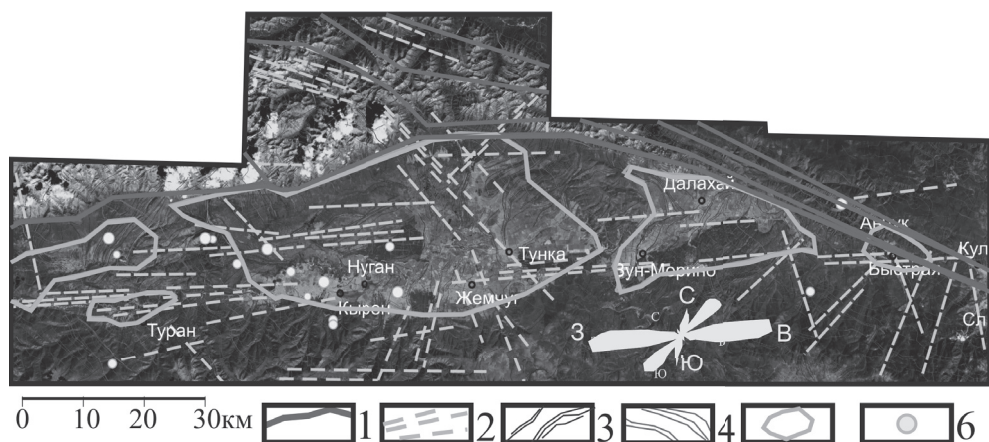


Рис. 2. Схема автоматизированного дешифрирования Тункинской впадины БРЗ.

1 (здесь и на рисунках 3 и 5) – глубинные разломы, 2 – протяженные линеаменты, 3 – линии вытянутости роз-диаграмм, 4 – линии, ортогональные линиям вытянутости, 5 – внутренние впадины, 6 – эпицентры сильных землетрясений.

Считается, что в рельефе линеаменты выражаются закономерно ориентированными зонами, образованными прямолинейными границами горных хребтов и кряжей, берегов озер и крупных болот, спрямленными участками речных и ледниковых долин, цепочками просадок различного генезиса и пр. В активной Байкальской рифтовой зоне большинство линеаментов тектонически предопределено как в пределах осадочного чехла впадин, так и в пределах выходов консолидированного фундамента в бортах рифта.

На рис. 2 показаны результаты автоматизированного дешифрирования наиболее выраженных линеаментов. Хорошо видно преобладание линеаментов субширотного простирания, входящих в сдвиговую зону деструкции, установленную геологическими и сейсмологическими методами. На рис. 3 показаны те же линеаменты, что и на рис. 2, но на фоне автоматически полученной карты плотности всех линеаментов субширотного простирания. Прослеживается тяготение эпицентров к сгущению максимумов плотности линеаментов этого направления. В западной части Тункинского рифта видна наибольшая плотность малых субширотных линеаментов, приуроченная к межвпадинным перемычкам и выступам фундамента или выходам базальтов внутри впадин. Эта же закономерность устанавливается и при визуальном дешифрировании для разломов [Лунина, 2009].

На рис. 4 приведена интерпретация элементов напряжённого состояния по геологическим данным, выполненная в Институте земной коры (Иркутск) [Лунина, 2009] по методу Гущенко О.И. [Гущенко, 1979; 1999]. Идентификация структурно-геологических условий Тункинской впадины БРЗ проведена на основе автоматизированного дешифрирования (технология LESSA) методом линий вытянутости (линеamentных форм), то есть анализа значимых удлинений роз-диаграмм малых линеаментов [Zlatopolsky, 1997] (рис. 5). Этот метод основан на наличии статистической связи формы (прежде всего направления удлиненности) розы-диаграммы малых линеаментов наблюдаемой в скользящем окне с направлением укорочения (или удлинения) при деформировании, если большинство линеаментов в окне имеют тектоническую природу. Последнее условие для рассматриваемого региона БРЗ выполняется.

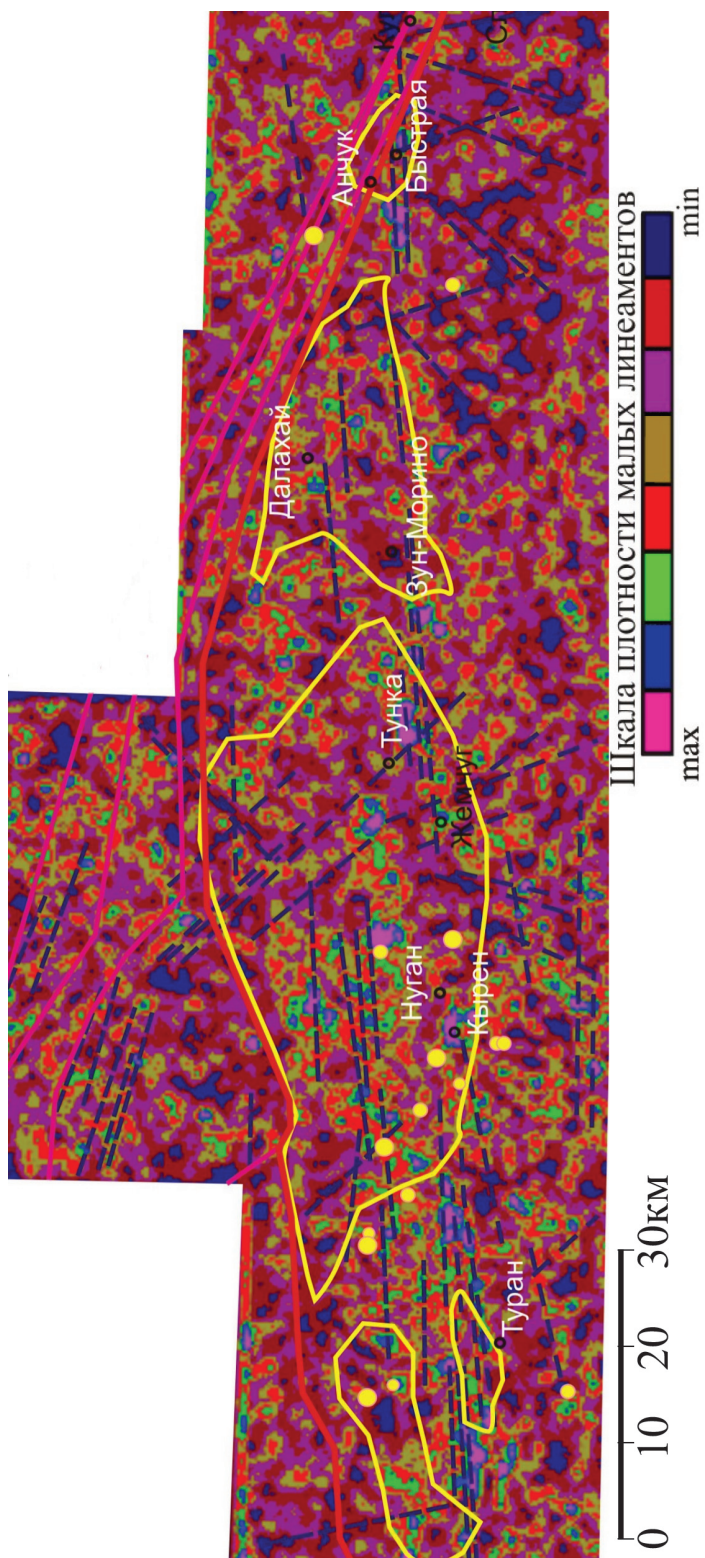


Рис. 3. Схема плотности малых линейных элементов Тункинской впадины БРЗ субширотного простирания.

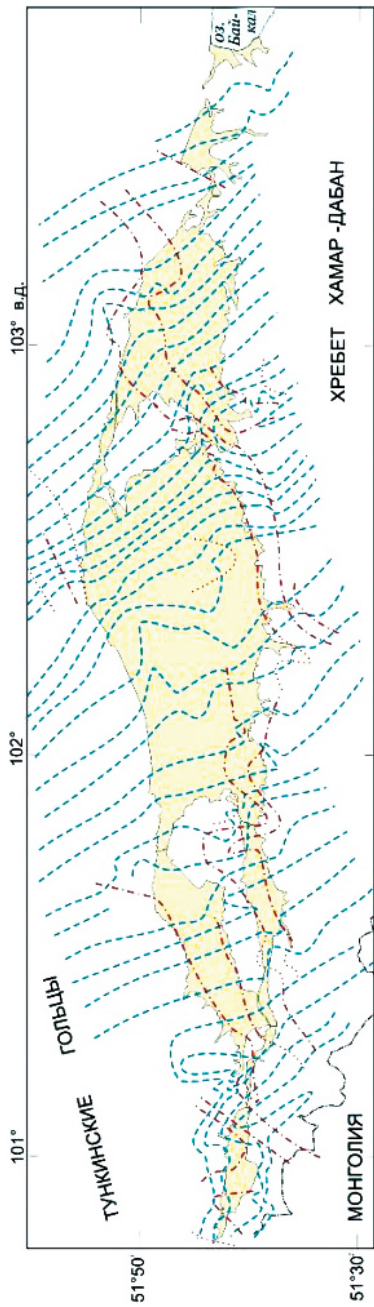


Рис. 4. Схема траекторий главных нормальных напряжений растяжения и сжатия Тункинской впадины БРЗ.

Синие пунктирные линии – нормальные напряжения растяжения, красные – напряжения сжатия [Шерман и др., 2002].

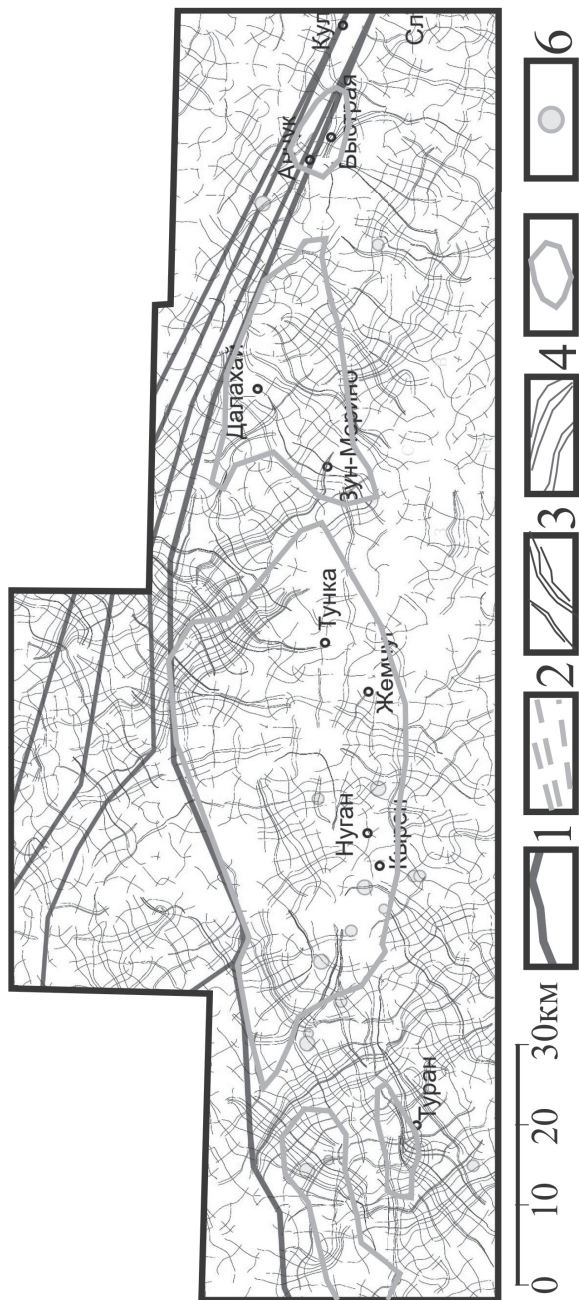


Рис. 5. Схема линейных форм Тункинской впадины БРЗ.

Видно, что направления траекторий растяжения, полученные различными методами линеаментного анализа (рисунки 4 и 5), очень близки между собой и находятся в хорошем согласии с определением векторов тектонических сил по сейсмологическим данным. Из этого следует, что технология LESSA может быть использована как предварительный быстрый метод анализа некоторых характеристик напряжённого состояния. Применение такой технологии автоматизированного дешифрирования даёт сопоставимые с наземными наблюдениями данные по тектонической раздробленности. Реализация этого процесса для построения роз с использованием различных окон осреднения дала близкие картины, что свидетельствует об устойчивости полученного результата в довольно широком диапазоне масштабов.

На рис. 2 показана сводная по территории исследования роза-диаграмма всех протяжённых линеаментов, выделенных при автоматизированном дешифрировании при общем, достаточно высоком пороге выраженности. Виден самый большой луч, представляющий систему линеаментов субширотной зоны деструкции (континентального «трансформного» разлома). Второй по величине луч вытянут в направлении максимальных сжимающих усилий (то есть трещинные зоны в условиях растяжения). Третий луч, вероятно, представляет сопряжённую систему сколов. Такая интерпретация находится в хорошем соответствии с теоретическим видом розы-диаграммы, соответствующей тектонофизической модели формирования БРЗ, развитой А. Шемендой на основе экспериментов с модельными материалами [Chemenda et al., 2002]. Это подтверждает геодинамическую модель формирования генеральных структур Байкальской рифтовой зоны, основанную на представлении о пластическом разрушении литосферы при одноосном растяжении, то есть показывает преобладание пассивного рифтинга, несмотря на хорошо выраженное сводообразование.

Заключение

Подтверждено предположение о сдвиговой деструкции как основном механизме разломного структурообразования на южном фланге БРЗ и второстепенном механизме, неустойчивом во времени режиме сжатия – растяжения. Эпизоды растяжения сопровождалась вулканизмом, а сжатия – формированием взбросов в обрамлении Тункинской впадины. Древний структурный план территории играл пассивную роль в кайнозойское время с частичной реактивацией разломов в поле напряжений плиоцен-четвертичного времени на границе Сибирской и Амурской субплит.

Проведённое сопоставление результатов, полученных независимыми методами (наземные наблюдения и измерения трещиноватости, сейсмологические наблюдения, автоматизированный линеаментный анализ космических снимков, тектонофизическое моделирование), показывает их хорошую согласованность и, соответственно, применимость автоматизированного линеаментного анализа как одного из методов при исследованиях напряжённого состояния неотектонически активных регионов и верификации геодинамических моделей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 10-05-00917-а, 11-05-00871-а).

Литература

- Автоматизированный анализ* природных линеаментных систем. Л.: ВСЕГЕИ (Всероссийский геологический институт). 1988. 131 с.
- Адушкин В.В., Спивак А.А., Локтев Д.Н., Соловьев С.П., Харламов В.А.* Инструментальные наблюдения за геофизическими полями Тункинской рифтовой зоны // Межгеосферные взаимодействия: сб. науч. труд. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2011. С. 29–39.
- Аржанникова А.В., Мельникова В.И., Радзиминович Н.А.* Позднечетвертичный и современный режимы деформирования западной части тункинской системы впадин по структурно-геоморфологическим и сейсмологическим данным // Геология и геофизика. 2007. Т. 48. № 4. С. 391–400.
- Гольдин С.В., Дядьков П.Г., Дашевский Ю.А.* Стратегия прогноза землетрясений на Южно-Байкальском геодезическом полигоне // Геология и геофизика. 2001. Т. 42. № 10. С. 1484–1496.
- Гущенко О.И.* Кинематический принцип относительной хронологии палеонапряжений (основной алгоритм тектонического стресс-мониторинга) // Теоретические и региональные проблемы геодинамики. М.: Наука. 1999. С. 108–125.
- Гущенко О.И.* Метод кинематического анализа структур разрушения при реконструкции полей тектонических напряжений // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука. 1979. С. 7–25.
- Иванченко Г.Н., Соловьев С.П., Локтев Д.Н.* Комплексные исследования активности тектонических нарушений в зоне Тункинской рифтовой впадины // Проблемы взаимодействующих геосфер: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 123–130.
- Лунина О.В., Гладков А.С., Шерман С.И.* Вариации полей напряжений Тункинского рифта (юго-западное Прибайкалье) // Геотектоника. 2007. № 3. С. 69–96.
- Лунина О.В., Гладков А.С., Неведрова Н.Н.* Рифтовые впадины Прибайкалья: тектоническое строение и история развития. Новосибирск.: Академическое изд-во «Гео», 2009. 316 с.
- Семинский К.Ж.* Главные факторы развития впадин и разломов Байкальской рифтовой зоны: тектонофизический анализ // Геотектоника. 2009. № 6. С. 52–69.
- Уфимцев Г.Ф., Щетников А.А., Филинов И.А.* Новейшая геодинамика Тункинского рифта (Прибайкалье) // Литосфера. 2006. № 2. С. 95–102.
- Флоренсов Н.А.* О неотектонике и сейсмичности Монголо-Байкальской горной области // Геология и геофизика. 1960. № 1.
- Шерман С.И., Демьянович В.М., Лысак С.В.* Новые данные о современной деструкции литосферы в Байкальской рифтовой зоне // Докл. РАН. 2002. Т. 387. № 4. С. 533–536.
- Malkin, B.V., Shemenda, A.I., 1991.* Mechanism of rifting: considerations based on results of physical modeling and on geological and geophysical data // Tectonophysics, 199, p. 193–210.
- Chemenda, A., J. Deverchere, and E. Calais, 2002.* Three-dimensional laboratory modelling of rifting: application to the Baikal rift, Russia // Tectonophysics, 356/4, p. 253–273, 2002.
- Zlatopolsky A.* Description of texture orientation in remote sensing data using computer program LESSA // Computers & Geosciences. 1997. V. 23. No. 1. P. 45–62.
- Zonenshain, L.P., u L.S. Savostin, 1981.* Geodynamics of the Baikal rift zone and plate tectonics of Asia // Tectonophysics, 76, p. 1–45, 1981.

ГЛАВА 3
ПРИПОВЕРХНОСТНАЯ
ГЕОФИЗИКА

УДК 550.3; 550.4

СИНХРОННЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО И МИКРОСЕЙСМИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ НА ГФО «МИХНЕВО» ИДГ РАН

В.В. Адушкин, С.А. Рябова, А.А. Спивак, В.А. Харламов

Приведены и обсуждаются результаты синхронной регистрации геомагнитного поля и сейсмических измерений на поверхности земной коры, выполненные на Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН. Приводится статистика магнитных бурь с внезапным началом (SSC-события) и внезапных геомагнитных импульсов (SI-события). Показано, что положительные импульсы при SSC и SI-событиях, сопровождающие магнитные возмущения, вызывают повышенные амплитудные вариации фоновых сейсмических колебаний в частотном диапазоне 0,001–0,1 Гц. Впервые установлена количественная зависимость между амплитудой внезапного геомагнитного импульса и максимальной амплитудой вариации среднеквадратической скорости колебаний в сейсмическом фоне.

Введение

Земля с ее внешними геосферами представляет собой сложную, но единую физическую систему. Продолжительное существование этой системы позволяет предполагать, что она находится в состоянии динамического равновесия. Однако это не исключает того, что в системе Земля/геосферы происходят массо- и энергообменные процессы, как между геосферами, так и внутри каждой из них. Очевидно, что в качестве одного из основных механизмов таких взаимодействий следует рассматривать взаимодействие и преобразование геофизических полей.

Взаимодействие и преобразование геофизических полей на приповерхностных участках земной коры представляет особый интерес при установлении природы и механизмов межгеосферных взаимодействий и определении влияния геофизических полей на среду обитания [Адушкин и др., 2006; Экология..., 2006].

Одним из наиболее важных для повседневной деятельности человека является поле фоновых сейсмических колебаний (микросейсмическое поле), отражающее свойства конкретного участка земной коры (например, наличие активных разломных зон, подвижность либо, наоборот, стабильность блоковой системы) и содержащее информацию об изменчивости геодинамического состояния земной коры со временем [Спивак, 2010; Спивак, Кишкина, 2004]. По этой причине представляется весьма важным установление возможных связей между микросейсмическим полем и другими геофизическими полями.

В настоящей работе ставится задача исследования возможной связи между геомагнитными возмущениями на земной поверхности и поля микросейсмических колебаний.

Вопрос о возможном влиянии магнитных бурь и, в первую очередь магнитных бурь с внезапным началом (так называемые SSC-события), на сейсмичность неоднократно рассматривался в литературе [Сытинский, 1989; Барсуков, 1991; Соболев и др., 2001; Закржевская, Соболев, 2002]. В меньшей степени обсуждался вопрос о влиянии магнитных бурь на сейсмический фон [Попова и др., 2011; Сычева и др., 2011].

Используемые данные

В качестве исходных данных использовались результаты синхронной регистрации геомагнитных вариаций и сейсмических колебаний на среднеширотной Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН (54,959°N; 37,766°E) [Адушкин и др., 2005]. Привлекались данные, полученные за период 2008–2011 гг.

Регистрация локальных геомагнитных вариаций выполнялась с помощью феррозондового магнитометра LEMI-018, электронный блок которого обеспечивает соответствующее преобразование данных, получаемых с феррозондового датчика, их обработку и накопление. Передача данных в компьютер и в дальнейшем с помощью линии связи на основной сервер ИДГ РАН осуществляется с помощью интерфейса RS-232. Сейсмические измерения выполнялись с помощью сейсмоприемников CM-3KB и STRECKEISEN STS-2, сбор и накопление данных проводилось с помощью программируемого регистратора QUANTERRA-380. Предварительно с помощью разработанной ранее методики [Горюнов и др., 2003] было установлено отсутствие наводки на измерительные контуры сейсмоприемников при магнитных вариациях, амплитудой до 5 мкТл (амплитуда исследуемых геомагнитных вариаций не превышала 0,3 мкТл).

Результаты регистрации геофизических полей на ГФО «Михнево» размещены на сайте ИДГ РАН [idg-csmp/chph/ras/ru/~mikhnevo/data/magnet].

Фоновые вариации геофизических полей на ГФО «Михнево»

Предварительно исследовались фоновые характеристики геомагнитных вариаций (в отсутствие значимых возмущений и магнитных бурь) и сейсмического фона. Обработка и анализ данных регистрации показал, что амплитудные характеристики и периодичности вариаций сейсмического фона совпадают с установленными ранее [Спивак, Кишкина, 2004], а характер суточного хода геомагнитного поля в эти периоды практически не зависит от времени года и характеризуется наличием небольшого уменьшения магнитной индукции поля в первой половине мировых суток, в основном, за счет S_q -вариаций. При этом амплитуда этих вариаций не превышает 20–30 нТл при скорости изменения геомагнитного поля в диапазоне 1–3 нТл/час.

Геомагнитные вариации импульсного типа

Анализ геомагнитных наблюдений показал, что на ГФО «Михнево» значительное количество суток (примерно 30%) характеризуется повышенной геомагнитной активностью. При этом наблюдаются геомагнитные вариации трех типов: 1) – локальная магнитная буря с внезапным началом (SSC-события), когда отчетливо регистрируется, как правило, достаточно кратковременный (длительностью 20–

120 мин) положительный импульс, предшествующий собственно магнитной буре, которая характеризуется уменьшением горизонтальной составляющей магнитного поля Земли; 2) – одиночный внезапный импульс (SI-события), когда локальная магнитная буря не развивается и 3) – внезапный импульс на фоне сформировавшейся локальной магнитной бури (SMI-событие¹).

В качестве примера на рис. 1, а-в приведены геомагнитные вариации, характерные для перечисленных выше 3-х случаев (представлена основная B_x компонента в направлении на географический север).

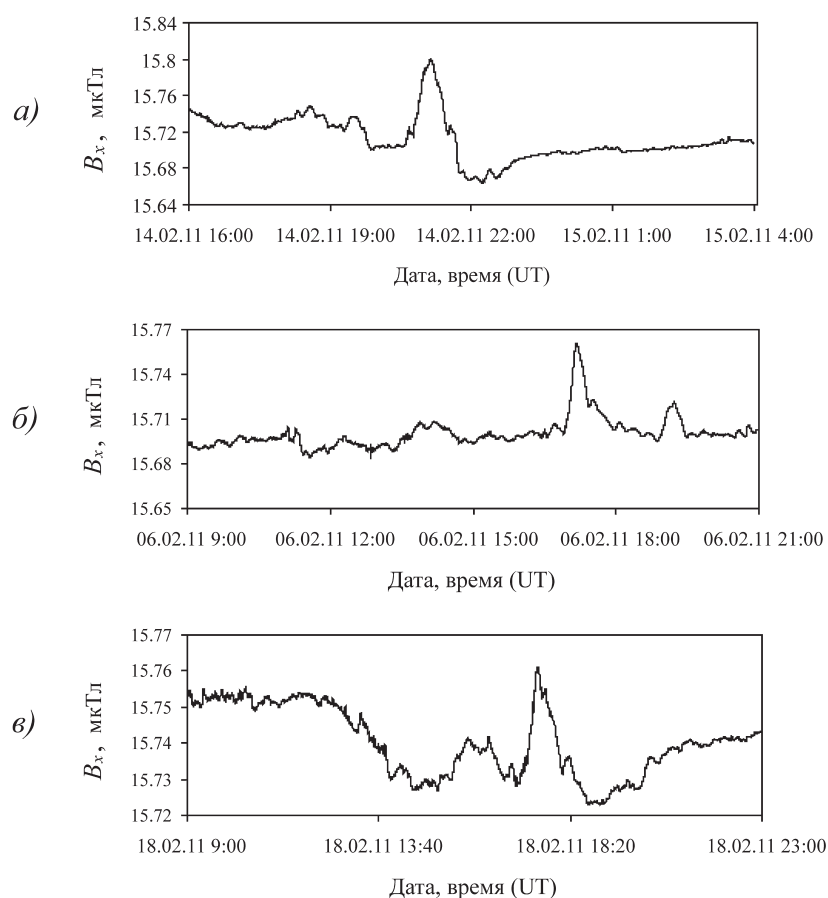


Рис. 1. Геомагнитные вариации разного типа в периоды магнитных бурь. (а) – SSC-событие в период магнитной бури $K = 5$; (б) – SI-событие в период магнитной бури $K = 4$; (в) – SMI-событие в период магнитной бури $K = 3$.

Статистика локальных геомагнитных вариаций разного типа, зарегистрированных на ГФО «Михнево» в период 2008–2011 гг. представлена в табл. 1.

Относительная амплитуда положительного импульса, которая определялась как разность $B = B_I - B_T$, где B_I и B_T – соответственно максимальный в импульсе средний за час перед импульсом модуль горизонтального вектора магнитной индукции,

¹ Обозначение введено в данной статье.

Таблица 1

**Статистика геомагнитных вариаций на ГФО «Михнево» ИДГ РАН
за период 2008 – 2011 гг.**

К	2008 г.						2009 г.						2010 г.						2011 г.						Всего							
	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI
3	66	-	12	1	43	1	10	-	60	1	16	5	63	1	18	3	232	3	56	9												
	79						54						82						85						300							
4	17	1	15	1	5	4	4	1	22	2	14	2	33	1	12	-	77	8	45	4												
	34						14						40						46						134							
5	3	2	4	2	-	2	-	-	1	3	3	-	7	3	4	-	11	10	11	2												
	11						2						7						14						34							
6	-	-	1	-	-	-	-	-	-	-	2	2	1	2	3	-	1	2	6	2												
	1						-						4						6						11							
7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1	-	-												
	-						-						-						1						1							
	По годам																															
	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI	MS	SSC	SI	SMI
	86	3	32	4	48	7	14	1	83	6	35	9	104	8	37	3	321	24	118	17												
	125						70						133						152						480							

Примечание: MS – классическая магнитная буря, SSC – SI и SMI – события.

составляла при этом величину от 20 до 300 нТл при скорости изменения магнитного поля в диапазоне 20–600 нТл/час.

Здесь следует отметить, что в настоящей работе наряду с событиями, для которых стационарный индекс геомагнитной активности $K \geq 4$, и которые традиционно рассматриваются как локальные магнитные бури, анализировались внезапные импульсы событий с $K = 3$ (возмущенное состояние локального геомагнитного поля), амплитуда которых превышала 15 нТл, поскольку диапазоны амплитуд внезапных импульсов ряда событий с разными значениями индекса K , как это следует из данных табл. 2, заметно пересекаются.

Наличие известных механизмов преобразования энергии магнитного поля в механическую энергию неоднородного по строению и сложного по составу земного вещества (магнитострикция, изменение существующих в земной коре токовых систем, движение проводящих структур в изменяющемся магнитном поле, реакция заполненных флюидом пор и трещин и т.д.) позволяет предполагать, что регистрируемые нами геомагнитные вариации импульсного типа могут вызывать изменение режима механических процессов в земной коре.

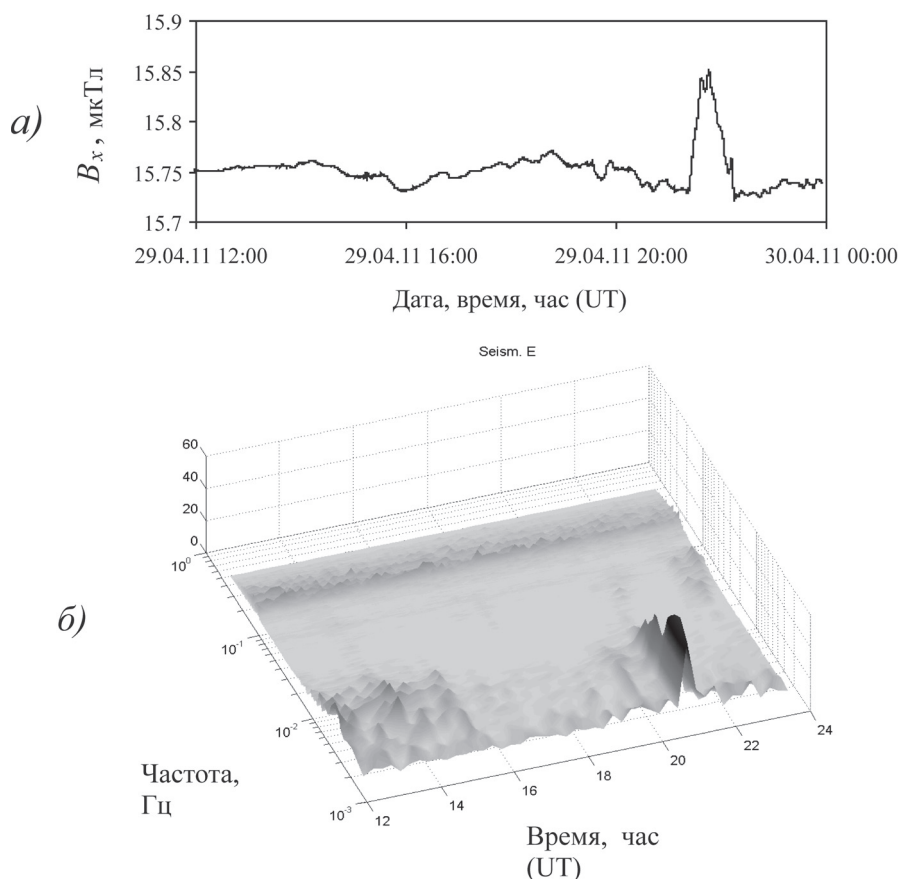


Рис. 2. Пример синхронных вариаций магнитного поля ($K = 5$; вариация SI типа) и сейсмического шума (ГФО «Михнево», 29.04.2011 г.).

(a) – геомагнитные вариации; (б) – вариации амплитуды сейсмического фона (компонента север-юг).

Таблица 2

**Относительная амплитуда внезапного геомагнитного импульса
для событий с разным стационарным индексом локальным K**

K	Диапазон амплитуд геомагнитных вариаций, нТл						
	10–40	40–60	60–80	80–100	100–150	150–200	200–300
3	■						
4	■	■					
5		■	■	■	■		
6			■	■	■	■	
7							■

**Результаты сопоставления синхронных вариаций сейсмического фона
и геомагнитных вариаций на ГФО «Михнево»**

Обработка и анализ данных синхронных наблюдений за геомагнитными вариациями и амплитудой сейсмического фона показывают, что во время импульсных вариаций магнитного поля, как правило, наблюдается повышение уровня сейсмического фона (для определения времени запаздывания реакции микросейсмического фона на геомагнитные возмущения, которое в ряде случаев отмечается, требуется более детальное изучение). При этом спектральный анализ свидетельствует о том, что отклик сейсмического фона на геомагнитные вариации наблюдается в частотном диапазоне 0,001–0,1 Гц (см. пример на рис. 2). Пример прямого сопоставления геомагнитных и амплитудных вариаций сейсмического фона в диапазоне частот 0,001–0,1 Гц для одного из событий приведен на рис. 3.

С целью установления количественного соответствия между вариациями сейсмического фона и геомагнитными вариациями анализировалась выборка из 32-х

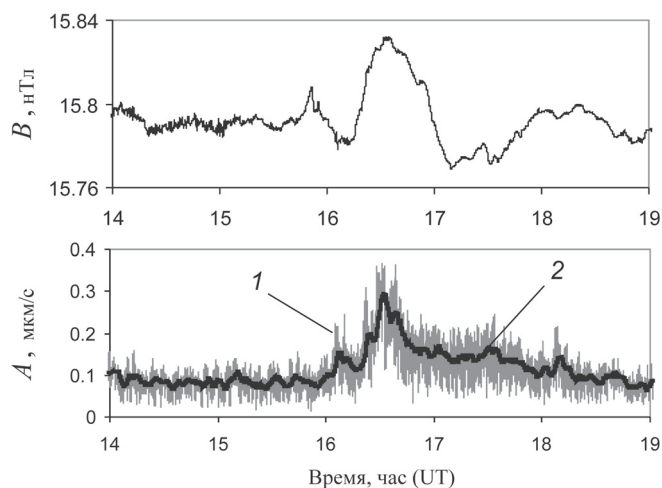


Рис. 3. Пример синхронных вариаций относительной амплитуды внезапного геомагнитного импульса B (верхняя панель) и скорости колебаний в микросейсмическом фоне A в частотном диапазоне 0,001–0,1 Гц (нижняя панель) на Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН 30.10.2008 г. в период магнитной бури ($K = 5$).

1 – вариация амплитуды горизонтального вектора скорости колебаний в диапазоне частот 0,001–1 Гц,
2 – скользящее среднее значение скорости колебаний (усреднение в окне 200 с).

наиболее ярко выраженных событий. Амплитудные вариации сейсмического фона характеризовались максимальной амплитудой скорости колебаний V_m за вычетом тренда. Результаты анализа представлены на рис. 4 в виде зависимости максимального значения усредненных вариаций скорости фоновых колебаний V_m в диапазоне частот 0,001–0,1 Гц от относительной амплитуды геомагнитного импульса B .

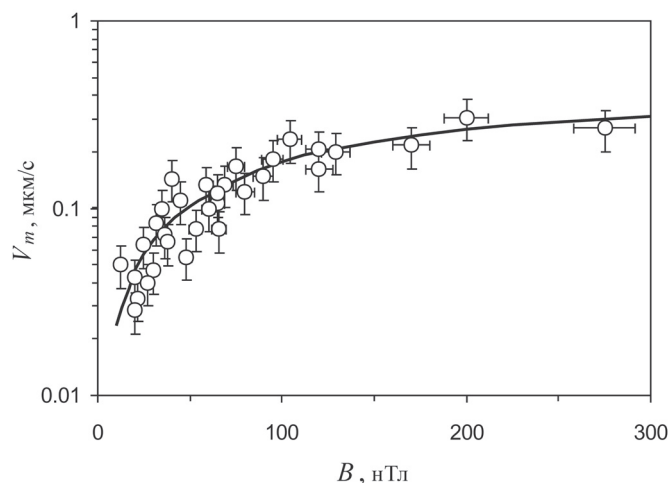


Рис. 4. Зависимость между относительной амплитудой внезапного геомагнитного импульса B и максимальным значением вариаций среднеквадратической скорости колебаний в микросейсмическом фоне V_m в диапазоне частот 0,001–0,1 Гц.

Горизонтальными и вертикальными черточками обозначена неопределенность в установлении значений соответствующих величин.

Из данных рис. 4 хорошо видно, что более сильным геомагнитным вариациям соответствуют более интенсивные вариации скорости колебаний сейсмического фона. При этом существенно, что в диапазоне 20–100 нТл величина отклика микросейсмического поля растет практически линейно с величиной B , а затем по мере увеличения амплитуды геомагнитных вариаций зависимость $V_m(B)$ «выполаживается», что может свидетельствовать о снижении уровня отклика сейсмического фона на геомагнитные возмущения по мере возрастания их интенсивности.

Аналитически полученная зависимость $V_m(B)$ с достаточной для практических оценок точностью аппроксимируется зависимостью:

$$V_m = 0,35 \{1 - e^{-0,007B}\} \text{ мкм/с,}$$

где B выражено в нТл.

Заключение

Полученные данные могут свидетельствовать о наличии связи между амплитудой геомагнитных вариаций и вероятным откликом сейсмического фона в конкретных условиях ГФО «Михнево». Установленная в настоящей работе корреляция между геомагнитными вариациями импульсного типа и вариациями амплитуды поля микросейсмических колебаний позволяет в данном случае лишь предполагать их причинно-следственную зависимость, в частности, возможность влияния геомагнитных возмущений на изменение интенсивности сейсмического фона.

Для обоснования прямой зависимости между указанными процессами и, тем более, установления возможного механизма влияния геомагнитных возмущений на поле фоновых сейсмических колебаний требуется проведение дальнейших исследований обнаруженного нами эффекта и разработка соответствующих аналитических и расчетных моделей взаимодействия рассматриваемых геофизических полей.

Полученные на материале среднеширотной Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН данные могут служить основой для продолжения исследований в выбранном направлении, в частности, для установления соответствия между геомагнитными вариациями и вариациями поля фоновых сейсмических колебаний в других условиях, отличающихся, например, свойствами конкретных участков земной коры, наличием и особенностями распространения дизъюнктивов и т.д., для чего необходимо будет провести анализ аналогичных результатов наблюдений, выполненных в других районах.

Исследования выполнены по Программе 8 Отделения наук о Земле РАН «Взаимодействие геосфер: геофизические поля и массоперенос» при поддержке Совета по грантам при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-203.2012.5 и РФФИ (грант 11-05-00096-а).

Литература

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Санина И.А., Сивак А.А. Комплекс измерений геофизических полей и процессов взаимодействия геосфер обсерватории «Михнево» // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2005. С. 13–18.

Адушкин В.В., Сивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Соловьев С.П. Динамические процессы в системе взаимодействующих геосфер на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2006. № 7. С. 34–51.

Барсуков О.М. Солнечные вспышки, внезапные начала и землетрясения // Физика Земли. 1991. № 12. С. 93–97.

Горюнов Б.Г., Кабыченко Н.В., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Реакция электродинамических сейсмопремников на внешние магнитные поля // Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли. М.: ИДГ РАН, 2003. С. 361–364.

Закржевская Н.А., Соболев Г.Н. О возможном влиянии магнитных бурь на сейсмичность // Физика Земли. 2002. № 4. С. 3–15.

Попова О.Г. Жигалин А.Д., Коновалов Ю.Ф. Связь изменения напряженного состояния земной коры с солнечными затмениями и магнитными бурями // Геоэкология. 2011. № 3. С. 55–71.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А., Харин Е.П. О связи сейсмичности с магнитными бурями // Физика Земли. 2001. № 11. С. 62–72.

Сивак А.А., Кишкина С.Б. Исследование микросейсмического фона с целью определения активных тектонических структур и геодинамических характеристик среды // Физика Земли. 2004. № 7. С. 35–49.

Сивак А.А. Особенности геофизических полей в разломных зонах // Физика Земли. 2010. № 4. С. 55–66.

Сытинский А.Д. О связи землетрясений с солнечной активностью // Физика Земли. 1989. № 2. С. 13–30.

Сычева Н.А., Богомолов Л.М., Сычев В.Н. О геоэффективных солнечных вспышках и вариациях уровня сейсмического шума // Физика Земли. 2011. № 3. С. 55–71.

Экология и человек в изменяющемся мире / Н.А. Агаджанян, С.И. Александров, О.И. Аптекаева и др. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 670 с. idg-cormp/chph/ras/ru/~mikhnevo/data/magnet/

ЧИСЛЕННО-ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОСВЯЗИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И МИКРОКОЛЕБАНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ В ЗОНЕ ВЛИЯНИЯ КРУПНОЙ ТЕКТОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Т.В. Лосева, М.Ю. Кузьмичева, А.А. Спивак

Рассматриваются результаты синхронных инструментальных наблюдений за вариациями геомагнитного поля на поверхности земной коры и микросейсмическими колебаниями в зоне влияния Нелидово-Рязанской тектонической структуры. Представлена численно-феноменологическая модель преобразования энергии геомагнитных вариаций на поверхности земной коры в энергию микросейсмических колебаний на ее приповерхностных участках. Выполненные на основе предложенной модели оценки согласуются с данными инструментальных наблюдений. Проверена гипотеза и показано, что магнитострикция не обеспечивает наблюдаемые в эксперименте амплитуды микросейсмических вариаций. Одним из возможных механизмов взаимодействия геомагнитного и микросейсмического полей может являться концентрация токов во флюидозаполненных каналах земной коры.

Введение

Интерес к исследованию взаимодействий и преобразований геофизических полей на границе земная кора-атмосфера обусловлен рядом причин, среди которых следует особо отметить следующие. Именно в приповерхностной зоне Земли формируется режим среды обитания, в том числе как отклик на эндогенные и экзогенные воздействия. Здесь же сосредоточена практически вся производственная деятельность человека, причем, с совершенствованием, созданием и внедрением новых, современных технологий (в особенности прецизионных) учет влияния геофизических полей особенно важен. Немаловажным является также фактор, связанный с разработкой новых подходов и методов геодинамической диагностики локальных участков земной коры с целью выбора и обоснования площадок под строительство особо ответственных сооружений и объектов, обеспечения их долговременной безопасной эксплуатации с использованием особенностей геофизических полей в приповерхностной зоне Земли.

Приземный слой атмосферы и приповерхностные участки земной коры вместе представляют собой единую целостную геофизическую систему, функционирование и направленность развития которой определяется взаимовлиянием геодинамических процессов, протекающих в твердой геосфере, и геофизических процессов в атмосфере. При этом наличие структурных неоднородностей земной коры в виде тектонических разломов существенно повышает интенсивность массо- и энергообменных процессов в зонах их влияния [Барсуков, 1979; Соловьев, Спивак, 2009; Спивак, 2010].

В настоящей работе рассматривается влияние магнитного поля вне зависимости от источников и конкретных механизмов его возникновения на амплитудные вариации микросейсмического фона в зоне влияния глубинной Нелидово-Рязанской тектонической структуры (НРТС) [Адушкин и др., 2006]. В качестве основного ме-

ханизма преобразования энергии геомагнитных вариаций в энергию микросейсмических колебаний рассматривается магнитострикция.

Результаты инструментальных наблюдений

Данные синхронной регистрации магнитного поля на поверхности Земли и сейсмического фона, выполненные на геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН, расположенной в зоне влияния НРТС, свидетельствуют о наличии возможной связи между геомагнитными вариациями и амплитудными вариациями микросейсмических колебаний в земной коре [Адушкин и др., 2012а]. Анализ результатов наблюдений за период 2008–2011 гг. позволяет установить в анализируемых диапазонах величин¹ количественную связь между максимальными значениями амплитуд вариаций горизонтальной составляющей геомагнитного поля B_{hm} и микросейсмического поля v_m (с источниками в окрестности основного дизъюнктива I-го порядка) в виде (рис. 1):

$$v_m = 4,4 \cdot 10^{-3} B_{hm}^{0,78}, \quad (1)$$

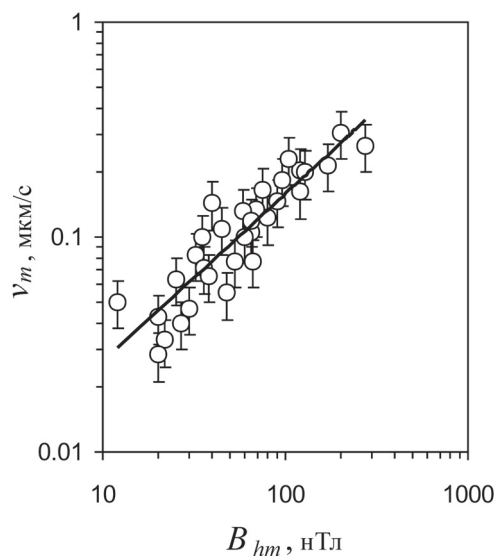
где B_{hm} и v_m выражены соответственно в нТл и мкм/с.

При этом отмечается значимая корреляция между величинами B_{hm} и v_m (коэффициент ранговой корреляции Спирмена составляет 0,91 при статистической значимости $\rho \leq 0,05$).

Численная модель проникновения вариаций геомагнитного поля атмосферы в земную кору при наличии крупной неоднородности

Для оценки механического эффекта от воздействия геомагнитного поля на земную кору необходимо сначала оценить, каковы пространственные характеристики

Рис. 1. Корреляционная связь между максимальной амплитудой микросейсмических импульсов и положительных импульсных вариаций геомагнитного поля на земной поверхности в районе геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН.



¹ Диапазоны изменений максимальных значений амплитуд геомагнитных вариаций В и сейсмического фона А составили соответственно 15–300 нТл и 0,03–0,3 мкм/с.

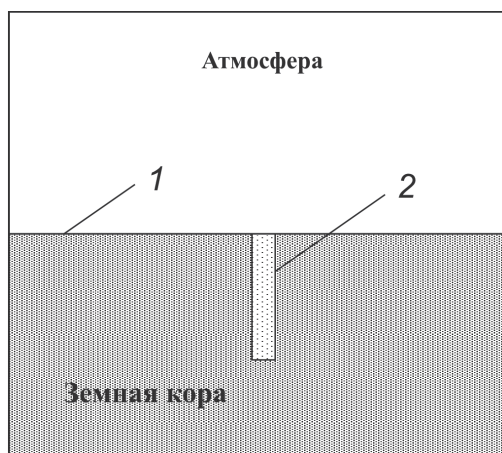


Рис. 2. Схема расчетной области.
 1 – граница раздела между атмосферой и земной корой; 2 – неоднородность, моделирующая разлом.

ки магнитного поля в земной коре, в частности, в зоне влияния крупного дизъюнктива.

Задача решалась численно в следующей постановке. На поверхности участка земной коры, включающей неоднородность в виде вертикальной области с контрастными характеристиками (см. схему на рис. 2), задавалась вариация геомагнитного поля с амплитудой, соответствующей привлекаемым данным инструментальных наблюдений [Адушкин и др., 2012б]. В результате решения системы уравнений Максвелла [Лосева, Спивак, Кузьмичева, 2011] определялись параметры магнитного поля в твердой среде.

В качестве эквивалентного источника геомагнитных вариаций на земной поверхности служил проводник с током, расположенный на высоте 110 км^1 . Величина тока

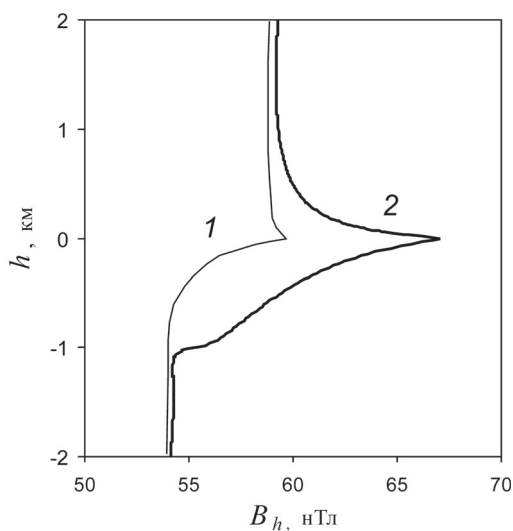


Рис. 3. Распределение индукции геомагнитной вариации по высоте вдоль линии, проходящей через серединную область разлома (2) (максимальная амплитуда геомагнитной вариации на поверхности земной коры составляет 67 нТл).
 1 – расчет в отсутствие разлома.

² Расчеты выполнялись для двух случаев расположения проводника: вдоль и поперек разлома.

в проводнике варьировалась в пределах, обеспечивающих амплитуду геомагнитных вариаций на поверхности земной коры в диапазоне 15–300 нТл. Размер расчетной области 100×100 км. Тектонический разлом моделировался прямоугольной областью (рис. 2) шириной 100 м и вертикальным размером 1 км. Величина удельного сопротивления приземного слоя атмосферы, грунта и материала-заполнителя разломной зоны составляла соответственно 10^{-14} (воздух), 10^{-3} (гранит), 10^{-1} (раздробленная порода, песок) См/м.

Некоторые примеры результатов расчета представлены на рисунках 3–5. В частности, на рис. 3 приведено распределение горизонтальной составляющей наведенной магнитной индукции B_h вдоль вертикальной линии, пересекающей разлом в центральной его части. На рис. 4 и 5 – соответственно распределение B_h вдоль горизонтальных плоскостей, параллельных земной поверхности и пересече-

Рис. 4. Распределение индукции геомагнитных вариаций в плоскости, параллельной земной поверхности на глубинах, м: 1 – 0; 2 – 250; 3 – 400 (штрихпунктирные линии – расчет в отсутствие разлома для глубин, м: 1' – 0; 2' – 250; 3' – 400).

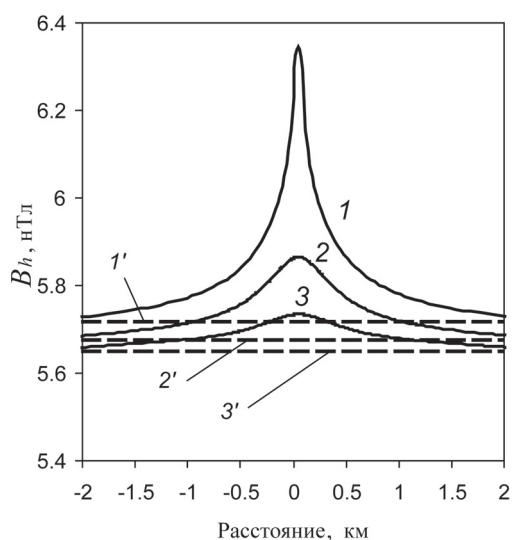
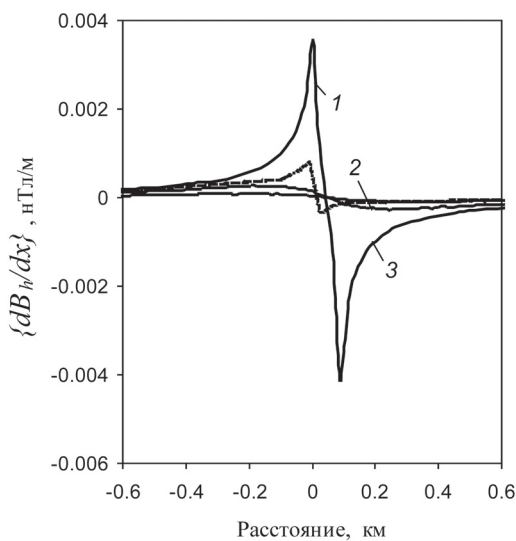


Рис. 5. Градиент индукции вариаций геомагнитного поля вдоль горизонтальной координаты x на глубинах, м: 1 – 0; 2 – 250; 3 – 400 (пунктир – расчет для случая 1 в отсутствие разлома).



кающих разлом на разной глубине, и значения градиента B_h вдоль горизонтальной координаты.

Из рис. 3–5 видно, что наличие неоднородности отчетливо проявляется в амплитуде магнитной индукции. По этой причине следует ожидать, что наибольший эффект от преобразования энергии между рассматриваемыми геофизическими полями должен наблюдаться в зоне влияния неоднородности.

Феноменологическая модель процесса преобразования энергии геомагнитных вариаций в энергию микросейсмических колебаний

В простейшем случае зависимость между максимальной амплитудой вариаций напряженности геомагнитного поля ΔH_m и амплитудой скорости колебаний v_m в наведенных вариациях сейсмического фона, которые будем представлять в виде гармонических колебаний с частотой f , допустимо принять в виде:

$$v_m = \left(\frac{\partial v_m}{\partial H_m} \right) \Delta H_m. \quad (2)$$

С учетом связи между амплитудой колебаний в гармонической волне и линейной деформацией среды ε в виде $v_m = 2\pi f L \varepsilon$, где L – линейный размер эффективно-го сейсмического излучателя, записываем с учетом (2):

$$v_m = 2\pi f L \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial H_h} \right) H_h, \quad (3)$$

где H_h – вариация горизонтальной компоненты напряженности геомагнитного поля.

Появившийся множитель $\beta = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial H_h} \right)$ можно рассматривать как аналог коэффициента преобразования вариации магнитного поля H_h в деформацию при линейной изотермической магнитострикции [Гридин, Гончаров, 2009].

Предварительные оценки позволяют определить характерные порядки некоторых величин. Так, с учетом того, что вариации сейсмического фона, наведенные геомагнитными вариациями, наблюдаются в диапазоне частот 0,01–0,1 Гц [Адушкин и др., 2012а] можно оценить размер эффективно-го сейсмического излучателя L , который в нашем случае составляет величину порядка 10^5 м.

По амплитуде наблюдаемых наведенных вариаций сейсмического фона легко оценивается порядок линейной деформации среды. Действительно, в акустическом приближении, вызванные волновым движением напряжения в среде, составляют

$$\sigma = \rho C v_m,$$

где ρ – плотность среды, C и v_m – соответственно скорость распространения продольной упругой волны и амплитуда скорости колебаний.

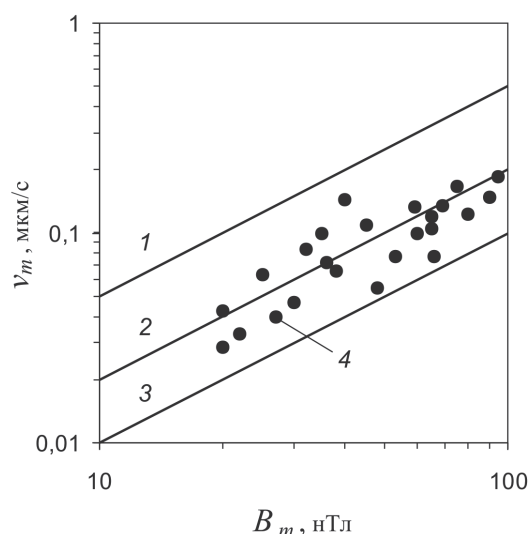
Отсюда при характерных для верхних участков земной коры средних значениях параметров $\rho = 2,5 \cdot 10^3$ кг/м³, $C = 4,5 \cdot 10^3$ м/с и величине упругого модуля 10^{10} н/м² деформация ε составляет по порядку величины 10^{-11} .

Результаты численных расчетов

Численные расчеты выполнялись для широкого диапазона значений

$$\alpha = \left(\frac{\partial v_m}{\partial B_{hm}} \right).$$

Рис. 6. Результаты расчета при разных значениях параметра α , $\frac{\text{М/с}}{\text{Тл}}$: 1 – 5; 2 – 2; 3 – 1 (4 – результаты инструментальных наблюдений).



В качестве примера на рис. 6 представлены результаты вычислений в виде зависимости $v_m = v_m(B_{hm})$ для некоторых значений параметра α в диапазоне $20 < B_{hm} < 100$ нТл, в котором экспериментально отмечается линейная зависимость между величинами v_m и B_{hm} [Адушкин и др., 2012а]. Для сравнения на этом же рис. 6 приведены результаты инструментальных наблюдений, выполненных на геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН. Сравнение результатов расчета и данных наблюдений свидетельствует о том, что при определенном выборе параметров расчетная модель достаточно хорошо описывает результаты измерений. При этом следует особо отметить, что наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных при выбранных параметрах задачи наблюдается при значении $\alpha = 2 \frac{\text{М/с}}{\text{Тл}}$.

С целью проверки гипотезы о магнотрикции преобразования энергии между геомагнитными вариациями и вариациями сейсмического фона оценим значение параметра β .

Для значений определяющих параметров, при которых модель оптимально описывает наблюдательный эксперимент, значение параметра β составило 10^{-8} 1/э. Величина коэффициента преобразования магнитного поля в деформацию при линейной изотермической магнотрикции поликристаллических материалов с произвольной ориентацией кристаллических осей (горные породы) $\beta = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial H_h} \right)_T$ составляет величину $10^{-11} - 10^{-13}$ 1/э. [Таблицы, 1976; Davis, Stacey, 1976].

Это позволяет сделать вывод о том, что в данном случае магнотрикцию нельзя рассматривать в качестве одного из возможных механизмов преобразования энергии геомагнитных вариаций на поверхности земной коры в сейсмические колебания на приповерхностных ее участках в зоне влияния крупной тектонической неоднородности.

С учетом полученного значения β в качестве наиболее предпочтительного механизма высокоэффективного преобразования энергии между рассматриваемыми геофизическими полями в районе сильно обводненного тектонического нарушения НРТС следует рассматривать механизм, связанный с концентрацией подземных электрических токов во флюидозаполненных каналах земной коры [Авагимов и др., 2011; Барсуков, 1979].

Заключение

Результаты исследований свидетельствуют о том, что контрастная неоднородность земной коры в виде, например, разломной зоны приводит к локализации геомагнитных вариаций на поверхности земной коры. При этом амплитуда геомагнитных вариаций в земной коре быстро падает с глубиной.

Предложенная расчетно-феноменологическая модель преобразования энергии геомагнитных вариаций на земной поверхности в энергию микросейсмических колебаний при выбранных параметрах с достаточной для практических оценок точностью описывает результаты инструментальных наблюдений, выполненных на геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН в районе глубинной Нелидово-Рязанской тектонической структуры (наилучшее совпадение с данными регистрации наблюдается при значении параметра $\alpha = 2$).

Оценки позволяют сделать предварительный вывод о том, что механизм преобразования энергии между геомагнитным полем и полем микросейсмических колебаний в районе высоко флюидизированной НРТС не является магнестрикционным. Вероятнее всего таким механизмом могут служить наведенные геомагнитными вариациями электрические токи, которые концентрируются в каналах, заполненных хорошо проводящим материалом.

Исследования выполнены по Программе 8 Отделения наук о Земле РАН «Взаимодействие геосфер: геофизические поля и массоперенос» при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-05-00096-а).

Литература

- Авагимов А.А., Зейгарник В.А., Окунев В.И. Динамика энергообменных процессов в модельных образцах при воздействии упругим и электромагнитным полями // Физика Земли. 2011. № 10. С. 64–70.
- Адушкин В.В., Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Соловьев С.П. Динамические процессы в системе взаимодействующих геосфер на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2006. №7. С. 34–51.
- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А., Харламов В.А. Отклик сейсмического фона на геомагнитные вариации // Доклады академии наук. 2012а. Т. 444. № 3. С. 414–418.
- Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А., Харламов В.А. Влияние геомагнитных возмущений на фоновые сейсмические колебания // Настоящий сборник.
- Барсуков О.М. Возможная причина электрических предвестников землетрясений // Физика Земли. 1979. № 8. С. 85–90.
- Гридин О.М., Гончаров С.А. Электромагнитные процессы. М.: Горная книга. 2009. 498 с.
- Соловьев С.П., Спивак А.А. Электромагнитные сигналы в результате электрической поляризации при стесненном деформировании горных пород // Физика Земли. 2009. № 4. С. 76–84.
- Спивак А.А. Особенности геофизических полей в разломных зонах // Физика Земли. 2010. № 4. С. 55–66.
- Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- Davis P.M., Stacey F.D. Direct measurement of magnetostriction in rocks using capacitance micrometry // Geophys. J. Royal Society. 1976. Vol. 44. Issue 1. DOI: 10.1111/j.1365-246X.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЛИВОВ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЯХ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ НА ТЕРРИТОРИИ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ «МИХНЕВО»

*А.Н. Беседина, Е.А. Виноградов, Э.М. Горбунова,
Н.В. Кабыченко, И.С. Свинцов*

В представленной работе впервые в комплексе выделяются и рассматриваются основные типы приливных волн – суточные (K_1 , O_1) и полусуточная (M_2) в гидрогеологических, сейсмических и барометрических рядах, полученных на территории расположения геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево». Сравнительный анализ гармоник приливных волн, определенных с использованием различных методов обработки данных, свидетельствует о динамике амплитуд и различии фаз задержки гидрогеологического отклика относительно проявления приливов в сейсмических данных для каждого типа волн.

Общие сведения

Геофизическая обсерватория ИДГ РАН «Михнево» (ГФО «Михнево») расположена в платформенных условиях, в центральной части Русской плиты и характеризуется устойчивым откликом на лунно-солнечные приливы. С февраля 2008 г. в пределах территории исследований организован прецизионный мониторинг уровня подземных вод синхронно с наблюдениями за микросейсмическим фоном территории исследований и атмосферным давлением.

Климат района умеренно континентальный, среднегодовое количество атмосферных осадков изменяется от 1,9 мм (2010 г.) до 2,6 мм (2008 г.). Основное количество осадков выпадает в летний (июнь–июль) и осенний (октябрь) периоды. За 2007–2010 гг. максимально высокое среднемесячное количество осадков до 5,1 мм зафиксировано в июне 2008 г., минимальное – 0,5 мм в апреле 2010 г. Наиболее значимые вариации атмосферного давления прослеживаются в весенне-осенний период и достигают 14 мм рт.ст. В летний период атмосферное давление относительно стабильно и изменяется от 746,9 до 749,7 мм рт.ст.

Опорный водоносный горизонт, вскрытый в экспериментальной скважине в интервале 92–115 м, напорный, равнинного типа с сезонными вариациями уровня, составляющими 2,1–3,8 м (рис. 1, а). Область питания подземных вод приурочена к долине реки Оки, расположенной южнее ГФО «Михнево» на расстоянии 14 км. Основной подъем воды в реке Оке регистрируется в марте–апреле в период весеннего половодья (рис. 1, б). Наиболее низкое положение уровня воды в реке до 105,1 м отмечается в летнюю межень 2010 г. (июль, август), на 0,5 м ниже среднемесячных значений за 2007–2009 гг.

Влияние граничных условий на водоносный горизонт проявляется с запаздыванием до 2 месяцев. В сентябре–ноябре 2010 г. зафиксировано уменьшение напора подземных вод до 21 м (на 1,1 м ниже по сравнению с 2009 г.) (рис. 1, а). На протяжении 2011 г. отмечены минимально низкие значения напора (до 20,3 м),

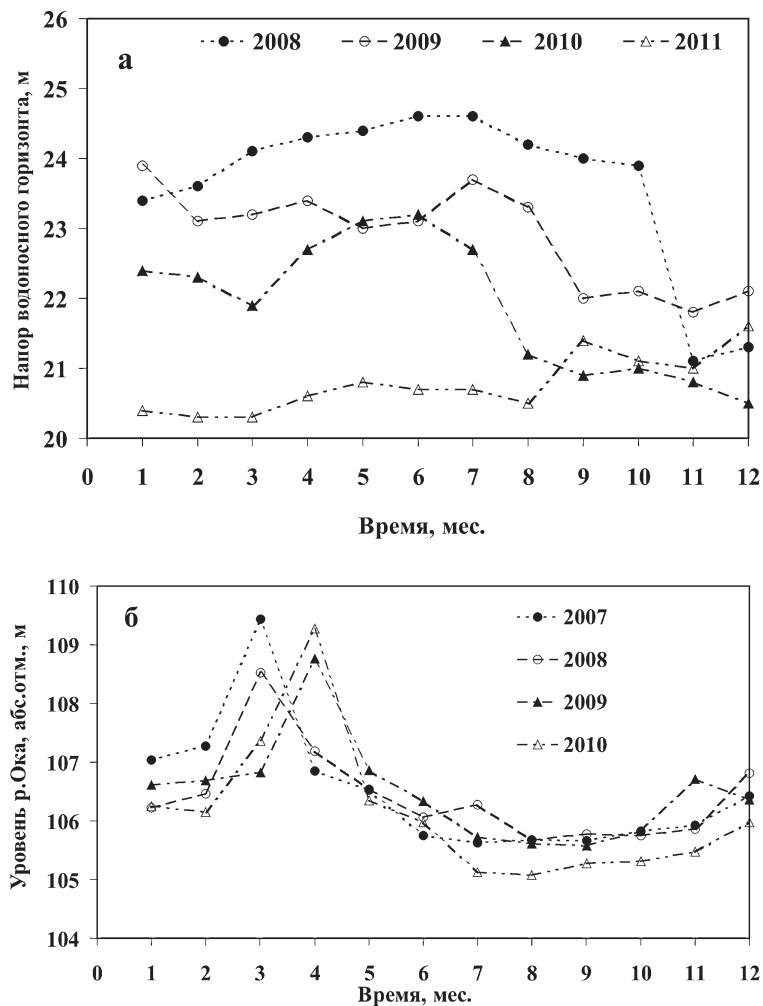


Рис. 1. Среднемесячные вариации напора водоносного горизонта (а) и уровня воды в реке Оке (б).

обусловленные предшествующим маловодным 2010 г., выраженным в низком гипсометрическом положении уровня воды в реке Оке (рис. 1, б) и минимальном среднегодовом количестве осадков.

В результате ранее выполненного анализа приливообразующей составляющей в отфильтрованных рядах гидрогеологических данных были выделены основные типы приливных волн и определено значение приливной чувствительности уровня воды, составившее $0,56 \text{ мм}/10^{-9}$ по отношению к теоретической объемной деформации [Кочарян и др., 2008]. Выполнена оценка фазового сдвига между приливными волнами в изменениях уровня воды и теоретически рассчитанными компонентами приливного гравитационного потенциала. Установлено закономерное уменьшение значений фазового сдвига в паводковый период, отличающийся выраженной тенденцией подъема пьезометрической поверхности. Показано, что фазовый сдвиг между приливной деформацией водовмещающих пород и уровнем зависит

от свойств коллектора и напора водоносного горизонта [Виноградов и др., 2010; Горбунова и др., 2009].

Методика исследований

Предварительный анализ данных прецизионных наблюдений за уровнем подземных вод выполнялся с использованием стандартного пакета MatLab 6. На первом этапе обработки проводилось выделение длиннопериодной составляющей, зависящей от условий питания водоносного горизонта. На следующем этапе оценивался коэффициент барометрической эффективности, который в дальнейшем использовался для очистки сигналов от влияния атмосферного давления. На основе спектрального анализа приливообразующей составляющей были определены сезонные вариации амплитуд суточных и полусуточных гармоник волн, сопоставленные с общим изменением уровня подземных вод. Расширение диапазона регистрации датчиков STS-2 и КСЭШ-Р [Кабыченко и др., 2011] позволило выделить приливообразующую составляющую из вертикальной компоненты смещения грунта.

Для анализа приливов в гидрогеологических, сейсмических и барометрических данных была использована однотипная методика обработки выбранных рядов синхронной регистрации. Необходимо отметить, что извлечение барометрической составляющей из вариаций уровня подземных вод может в отдельных случаях выступать в качестве помехи, искажающей исходные данные в рассматриваемом диапазоне частот. Поэтому были проанализированы два варианта рядов гидрогеологических измерений, отфильтрованные от влияния атмосферного давления и нефильтрованные. Обрабатывались ряды данных с исходной частотой регистрации 1 Гц, а также децимированные в 3600 раз. В последнем случае погрешность определения амплитуд и фаз приливных волн возрастает значительно. Для амплитуды уровня подземных вод систематическая ошибка составила 0,2–2,3 мм, для амплитуды смещения грунта – 11–50 мм, для разницы фаз – 3–7 град. По этой причине исходные ряды данных с частотой опроса 1 Гц были выбраны в качестве основных.

Для выделения фаз и расчета амплитуд приливных волн из уровня подземных вод, сейсмических записей и атмосферного давления применялись 4 метода обработки исходных данных. В первом методе амплитуда и фаза приливной составляющей определялись путем проекции исследуемой записи на косинусоиду нулевой фазы. При втором способе использовалась методика представления приливной волны как гармонической функции (косинуса). Смещение в сейсмической записи по методам 1 и 2 рассчитывалось с учетом поправки $-\frac{\pi}{2}$ к фазовому углу волны скорости, записанной сейсмометром STS-2. В 3 и 4 методах обработки проводилась предварительная полосовая фильтрация исходного ряда данных в полосе 8–26 ч для выделения пакета приливных волн. Смещение по STS-2 определялось интегрированием значений скорости вертикального движения грунта. Фазы приливных волн в смещении грунта и вариациях уровня подземных вод по методам 3 и 4 рассчитывались аналогично методам 1 и 2 соответственно.

Подобный подход к выделению приливов и сопоставление полученных результатов позволили оценить разность фаз между откликами на прилив в сейсмических и гидрогеологических данных для разных типов волн и амплитуды регистрируемых сигналов в смещении грунта, изменениях уровня подземных вод и атмосферного давления.

Результаты обработки

Для выделения приливов в вариациях уровня подземных вод исходные данные прецизионного мониторинга за период наблюдений с 2008 по 2011 гг. были отфильтрованы от длиннопериодной составляющей и атмосферного давления. Полученный ряд значений использовался для построения ежемесячных спектров, с которых были сняты значения амплитуд трех основных типов приливных волн K_1 , O_1 и M_2 . Результаты обработки 4-х летнего цикла наблюдений представлены на рис. 2.

Наиболее устойчиво и значимо прослеживается годовой цикл вариаций амплитуд для суточной волны K_1 смешанного лунно-солнечного типа, коррелирующий с изменением напора в рассматриваемой гидрогеологической системе «водоносный

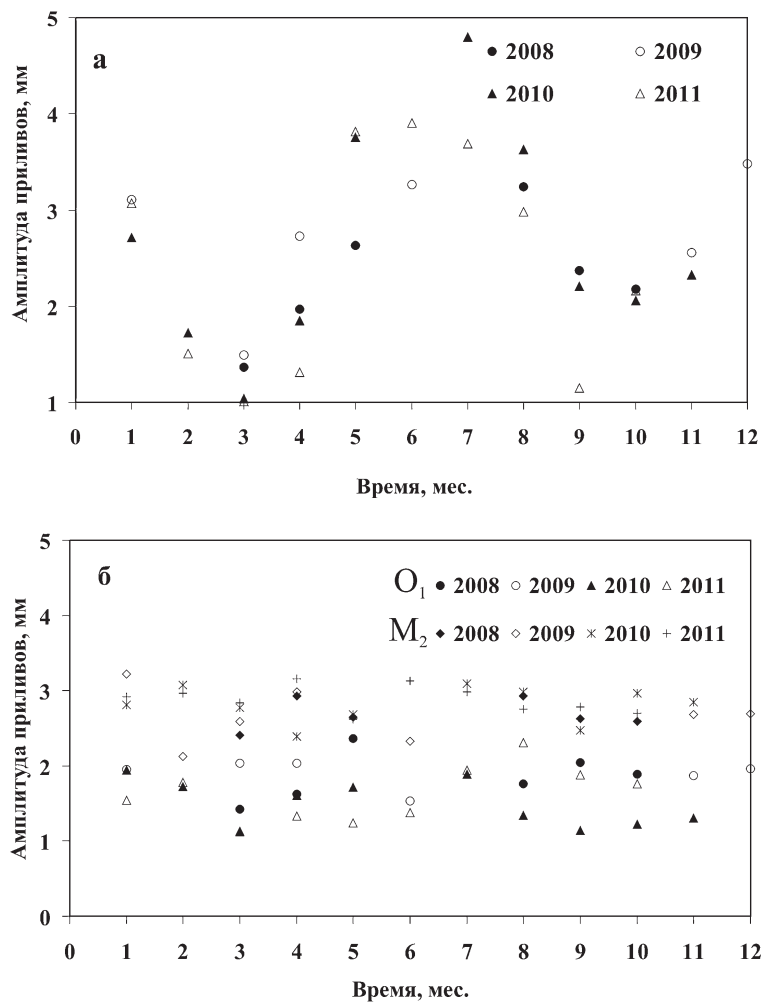


Рис. 2. Среднемесячные вариации амплитуд приливных волн, выделенных в уровне подземных вод.
 а – смешанный лунно-солнечный прилив K_1 , б – главный лунный суточный O_1 и полусуточный M_2 приливы.

горизонт – скважина» (рис. 2, а). На протяжении 4-х летнего цикла наблюдений максимальные значения амплитуд приливной волны K_1 фиксируются при наиболее высоком положении уровня подземных вод. Диапазон вариаций значений амплитуд волны K_1 в течение 4-х лет относительно стабильный и достигает 2,9 мм в год. Полученный годовой цикл амплитуд приливной волны K_1 ассиметричен, наиболее значимые изменения прослежены в весенне-летний период в отличие от осенне-зимнего. Изменения амплитуд главных лунных приливных волн сопоставимы и не превышают 1,1 мм, но по абсолютным значениям интенсивность проявления полусуточной приливной волны M_2 в вариациях уровня подземных вод в 2 раза больше по сравнению с суточной O_1 (рис. 2, б).

Основным критерием для выбора периода наблюдений, используемого для сравнения гидрогеологических и сейсмических рядов данных, являлись квазистационарные условия, характеризующиеся равномерными вариациями уровня подземных вод, свидетельствующие о стабильности режима гидрогеологической системы «водоносный горизонт – скважина». В качестве наиболее приемлемого на данном этапе исследований рассматривался период с 2 по 28 апреля 2009 г. Для обработки рядов гидрогеологических, сейсмических и барометрических данных применялись 4 метода, описанные в предыдущем разделе. Основные результаты определения разности фаз между приливами, выделенными в смещении грунта и колебаниях уровня подземных вод, с частотой опроса 1 Гц приведены в таблице 1.

Видно, что фильтрация уровня подземных вод от влияния атмосферного давления по всем методам вносит фазовый сдвиг при оценке разности фаз между приливами в смещении грунта и в изменении уровня подземных вод. Для всех типов волн установлено опережение фазового сдвига, рассчитанного с учетом влияния атмосферного давления за исключением значений, полученных для лунно-солнечной волны K_1 по методам 1 и 2.

Хорошая сходимость результатов отмечается при использовании методов 3 и 4, поэтому полученные данные могут быть приняты за основу при оценке разности фаз между приливами, выделенными в смещении грунта и изменении уровня подземных вод, нефильтрованного от влияния атмосферного давления. Для низкочастотных приливных волн прослеживается увеличение в задержке фаз между откликами на лунно-солнечные приливы в сейсмических и гидрогеологических данных. Так, при пересчете на часы сдвиг фаз для полусуточной волны M_2 составил 6 часов, для суточных K_1 и O_1 – 9 и 11,5 часов соответственно. На рис. 3 представлены выделенные из сейсмических и гидрогеологических рядов приливные суточные волны K_1 и O_1 и полусуточная волна M_2 .

Данные по анализу амплитуд приливных волн в вариациях уровня подземных вод, смещении грунта и атмосферного давления, рассчитанные по 4 методам, приведены в таблицах 2–4.

Полученные результаты показывают, что наименьшие расхождения в разности амплитуд приливных волн, определенных по исходным данным прецизионной регистрации изменений уровня подземных вод и отфильтрованным от атмосферного давления, отмечаются по методам 3 и 4 (табл. 2). Для приливных волн M_2 и K_1 разница амплитуд сопоставима с точностью проводимых измерений, составляющих 0,1 мм. Анализ вариаций суточной волны O_1 следует выполнять по данным, отфильтрованным от влияния атмосферного давления, из-за расхождения разности амплитуд. В рассматриваемый межлунный период наблюдений амплитуды приливных волн M_2 и K_1 в уровне подземных вод близки и не превышают 4,1 мм, для волны O_1 минимальны и составляют 3,7 мм.

Таблица 1

Тип волны	Разность фаз между приливами в смещении грунта и в изменении уровня подземных вод, град											
	Метод 1			Метод 2			Метод 3			Метод 4		
	Исходная	Для уровня, отфильтрованного от давления	Фазовый сдвиг	Исходная	Для уровня, отфильтрованного от давления	Фазовый сдвиг	Исходная	Для уровня, отфильтрованного от давления	Фазовый сдвиг	Исходная	Для уровня, отфильтрованного от давления	Фазовый сдвиг
K ₁	155,188	150,743	-4,4	155,052	149,940	-5,1	134,34	151,386	17,0	134,388	151,396	17,0
O ₁	167,070	175,938	8,9	167,071	177,335	10,3	160,636	179,927	19,3	160,635	179,927	19,3
M ₂	171,881	-178,718	9,4	171,970	-179,901	8,1	174,367	-177,189	8,4	174,367	-177,190	8,4

Таблица 2

Тип волны	Амплитуда приливных волн, выделенных в уровне подземных вод, мм											
	Метод 1			Метод 2			Метод 3			Метод 4		
	Исходный уровень	Уровень, отфильтрованный от давления	Разность амплитуд	Исходный уровень	Уровень, отфильтрованный от давления	Разность амплитуд	Исходный уровень	Уровень, отфильтрованный от давления	Разность амплитуд	Исходный уровень	Уровень, отфильтрованный от давления	Разность амплитуд
K ₁	4,172	4,333	-0,161	4,175	4,251	-0,076	3,921	4,028	-0,107	3,926	4,031	-0,105
O ₁	8,247	4,001	4,246	8,247	3,888	4,359	6,450	3,730	2,720	6,450	3,730	2,720
M ₂	4,129	4,236	-0,107	4,128	4,290	-0,162	4,182	4,146	0,036	4,182	4,147	0,035

Таблица 3

Тип волны	Амплитуда приливных волн, выделенных в смещении грунта, мм											
	Метод 1			Метод 2			Метод 3			Метод 4		
	По данным STS-2	По ETER-NE	Разность амплитуд	По данным STS-2	По ETER-NE	Разность амплитуд	По данным STS-2	По ETER-NE	Разность амплитуд	По данным STS-2	По ETER-NE	Разность амплитуд
K ₁	155,814	83,799	72,015	155,899	83,736	72,163	147,065	79,590	67,475	146,997	79,608	67,389
O ₁	123,461	71,891	51,57	123,462	71,890	51,572	107,321	64,934	42,387	107,320	64,933	42,387
M ₂	99,908	57,258	42,65	99,901	57,258	42,643	100,004	57,606	42,398	100,012	57,608	42,404

Разность фаз по данным STS-2 и ETERNA, град

Wilhelm et al., 1997

Разность амплитуд

По ETER-NE

По данным STS-2

По ETER-NE

По данным STS-2

По ETER-NE

По данным STS-2

По ETER-NE

По данным STS-2

По ETER-NE

По данным STS-2

По ETER-NE

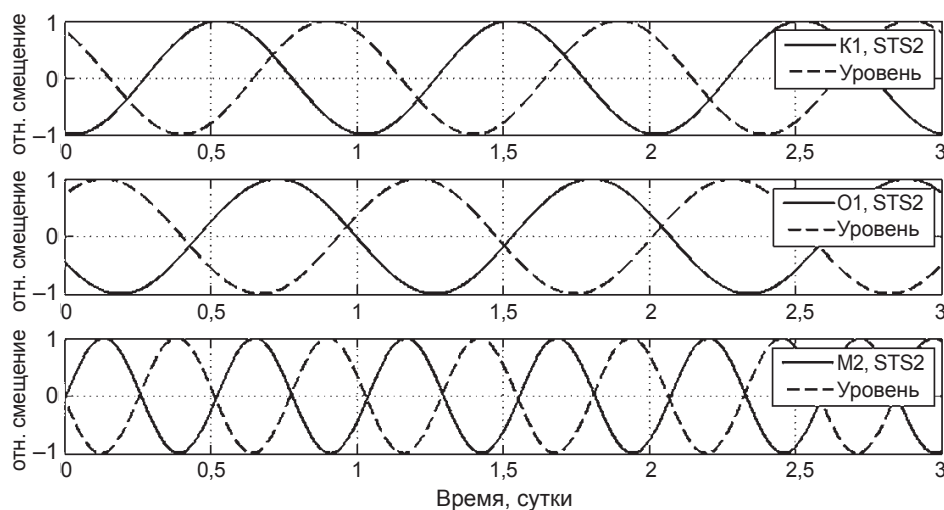


Рис. 3. Приливные волны M_2 , K_1 и O_1 , выделенные из сейсмических и гидрогеологических данных (сплошная и прерывистая линии соответственно).

Амплитуды приливных волн, прослеженных в смещениях грунта по данным регистрации сейсмоприемника STS-2, расположенного в шахте на глубине 20 м на территории ГФО «Михнево», изменяются в широких пределах (табл. 3). В соответствии с расчетами по методам 3 и 4 для лунно-солнечного суточного прилива K_1 достигают 147 мм, по лунному полусуточному приливу M_2 не превышает 100 мм.

Амплитуды основных приливных волн суточных K_1 , O_1 и полусуточной M_2 , выделенных в смещении грунта на территории ГФО «Михнево», определены также с использованием программного пакета ETERNA 3.0 [Wenzel, 1994] с учетом координат расположения пункта регистрации $54,959^\circ$ с.ш., $37,766^\circ$ в.д. (табл. 3). Расхождение между теоретически и экспериментально полученными значениями амплитуд смещения для всех типов волн значительны, но не противоречат опубликованным данным оценок амплитуд приливных волн, определенных для широты 50° [Wilhelm et al., 1997] (табл. 3). Наибольший сдвиг фаз между приливными волнами, выделенными по данным регистрации STS-2 и рассчитанными по программе ETERNA 3.0, отмечен для суточной волны K_1 , для которой зафиксирована и максимальная разность амплитуд смещений грунта, достигающая 72,163 мм.

В атмосферном давлении также выделены основные типы приливных волн (табл. 4), прослеженные в гидрогеологических и сейсмических рядах данных. Приливная суточная волна O_1 , определенная из записи атмосферного давления, имеет наибольшую амплитуду и в 5–7 раз превышает значения волн K_1 и M_2 . На рис. 4 показаны группы приливных волн в полосе от 8 до 26 часов в смещении грунта, изменениях уровня подземных вод в скважине и атмосферного давления за лунный цикл. Максимальные амплитуды суточных и полусуточных гармоник волн в вариациях уровня приурочены, как правило, к минимальным значениям лунно-солнечного притяжения. Напротив, в эти же периоды в сейсмических данных отмечается уменьшение амплитуд смещения грунта под влиянием приливных сил. В пакете приливных волн, выделенных из барометрического ряда данных, лунно-солнечные вариации слабо выражены.

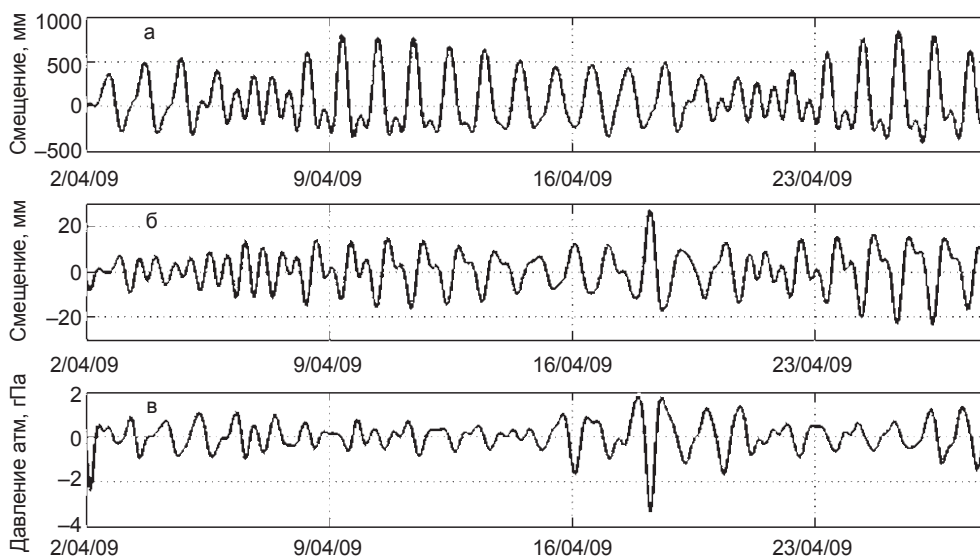


Рис. 4. Приливные волны в полосе 8–26 ч за период 02–28.04.2009, выделенные из сейсмических (а), гидрогеологических (б), барометрических (в) данных (1 гПа = 0,75 мм рт.ст.). Фазы Луны: 2.04.09 – 2-я четверть, 9.04.09 – полнолуние, 17.04.09 – 4-я четверть, 25.04.09 – новолуние.

Таблица 4

Тип волн	Период, час	Амплитуда приливных волн, выделенных в атмосферном давлении, гПа			
		Метод 1	Метод 2	Метод 3	Метод 4
K_1	23,935	0,076	0,076	0,099	0,099
O_1	25,819	0,399	0,399	0,407	0,407
M_2	12,421	0,056	0,056	0,045	0,045

Заключение

Для территории ГФО «Михнево» в рядах прецизионных наблюдений за уровнем водоносного горизонта с 2008 по 2011 гг. прослежен ряд признаков, указывающих на изменчивость гидрогеологического отклика на лунно-солнечные приливы в течение четырех годовых циклов. По результатам спектрального анализа приливообразующей составляющей максимальные среднемесячные значения амплитуд до 3,9 мм отмечены для суточного смешанного лунно-солнечного K_1 прилива. Интенсивность выраженности полусуточного главного лунного прилива M_2 выше суточного главного лунного прилива O_1 . Динамика изменения суточных и полусуточной волн в вариациях уровня подземных вод на протяжении годовых циклов различается.

Для относительно спокойного межлунного периода (апрель 2009 г.), соответствующего полному лунному циклу, в сейсмических, гидрогеологических и барометри-

ческих рядах для выделенных гармоник приливных волн (K_1 , O_1 и M_2) рассчитаны фазы и амплитуды. Сдвиг фаз между приливами в смещении грунта и в изменении уровня подземных вод для полусуточной волны M_2 составил 6 часов, для суточных K_1 и O_1 – 9 и 11,5 часов соответственно.

Максимальные значения амплитуд смещения грунта (до 155,9 мм), изменений уровня подземных вод (до 4,3 мм) и атмосферного давления (до 0,4 гПа) обусловлены суточным лунно-солнечным приливом K_1 . Интенсивность отклика на суточный лунный прилив O_1 в смещении грунта и изменении атмосферного давления в 1,1–2,0 раза выше по сравнению с откликом на полусуточный лунный прилив M_2 . Напротив, в колебании уровня подземных вод амплитуда полусуточного лунного прилива M_2 выражена в 1,1 раза больше по отношению к отклику на суточную лунную волну O_1 .

Группы приливных волн, выделенные в полосе от 8 до 26 часов, в вариациях уровня подземных вод изменяются в противофазе относительно смещению грунта и атмосферного давления. Вариации амплитуд приливных волн, прослеженные в смещении грунта и в уровне подземных вод, задержка фаз между гидрогеологическими и сейсмическими данными могут быть связаны с изменением условий массопереноса флюидов, обусловленных изменением порового давления и структуры фильтрационных связей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 10-05-00917-а, 12-05-00956-а) и ОНЗ РАН (программа № 8).

Литература

Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Гидрогеологический отклик на изменение эффективного напряжения водонасыщенных пород // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 88–96.

Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Исследование динамики вариаций уровня подземных вод под воздействием внешних факторов // Проблемы взаимодействующих геосфер: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 232–244.

Кабыченко Н.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Беседина А.Н. Об оценке смещения и деформации в приливных волнах по цифровым записям сейсмометров STS-2 и КСЭШ-Р // Сейсмические приборы. Т. 47. № 3. 2011.

Кочарян Г.Г., Горбунова Э.М., Копылова Г.Н., Павлов Д.В., Свинцов И.С. Предварительные результаты прецизионных наблюдений за режимом подземных вод на территории геофизической обсерватории «Михнево» // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2008. С. 52–62.

Wenzel H.G. Earth tide analysis package ETERNA 3.0 / BIM. 1994. № 118. P. 8719–8721.

Wilhelm H., Zurn W., Wenzel H.-G. Tidal Phenomena. Lecture Notes in Earth Sciences. V. 66. Berlin: Springer. 1997. P. 61.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭМАНАЦИОННОГО ПОЛЯ РАДОНА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГРАНИЦЕ ЗЕМНАЯ КОРА-АТМОСФЕРА

И.Б. Косарев, А.А. Спивак

Обсуждаются результаты синхронной регистрации объемной активности радона-222 в подпочвенной атмосфере и напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы. Отмечается значимая корреляция между пространственными и временными вариациями указанных геофизических полей в зонах влияния тектонических разломов. Предложена численная модель взаимодействия поля радоновых эманаций и электрического поля атмосферы.

Введение

Изучение процессов преобразования и взаимодействия геофизических полей на границе земная кора-атмосфера, где протекает практически вся жизнедеятельность человека, представляет особый интерес. Атмосферное электрическое поле представляет собой один из наиболее важных факторов, которые определяют условия среды обитания. Электрическое поле атмосферы участвует в эволюции живых организмов, являясь источником информации о внешнем мире и обеспечивая непрерывное приспособление живых организмов к изменениям окружающей среды и взаимосвязи на всех уровнях иерархической организации – от отдельной клетки до биосферы в целом [Экология...].

Помимо этого пространственные и временные вариации электрического поля содержат информацию о строении приповерхностных участков земной коры, а также о режимах протекающих на ее приповерхностных участках геофизических процессов, в том числе в условиях слабых и сильных внешних воздействий естественного и техногенного происхождения (приливная деформация среды, барические вариации в атмосфере, работа электротехнического оборудования, линии электропередач и т.д.).

Высказано предположение [Грунская, 2002; Кашлева, 2008; Кузнецов, Симкин, 1990; Шулейкин, 2006], что напряженность электрического поля атмосферы на приповерхностных участках в значительной мере определяется интенсивностью радоновых эманаций. Это определяет повышенный интерес к изучению взаимодействия эманационного поля радона и электрического поля в приземном слое атмосферы [Рудаков, 2009].

В настоящей работе представлен анализ результатов синхронной регистрации объемной активности радона-222 в подпочвенной атмосфере и вертикальной составляющей напряженности электрического поля на земной поверхности. С целью описания процесса преобразования указанных полей разработан подход и численная модель взаимодействия рассматриваемых геофизических полей.

Результаты инструментальных наблюдений

При анализе влияния радоновых эманацй на величину электрического поля в приземном слое атмосферы привлекались данные, полученные в результате выполнения синхронной регистрации геофизических полей, выполненной на территории ПО «Маяк» [Адушкин, Соловьев, Спивак, 1998] в Горном Алтае (район Горноалтайского (Чуйского) землетрясения 27.09.2003 г.) [Локтев, Соловьев, 2005; Спивак, 2010] и в Тункинской рифтовой зоне в Прибайкалье [Адушкин, Спивак, Локтев и др., 2011; Спивак, 2010].

Результаты измерений свидетельствуют о сопоставимости временных вариаций объемной активности подпочвенного радона R и вертикальной компоненты напряженности электрического поля на земной поверхности E (регистрация электрического поля выполнялась на высоте около 1 м над земной поверхностью).

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены совместно усредненные за трое суток временные вариации величин R и E . Из графиков, представленных на рис. 1, видно, что увеличение объемной активности подпочвенного радона вызывает уменьшение электрического поля и наоборот, что позволяет предполагать наличие обратной зависимости между рассматриваемыми величинами R и E . Связь между вариацией объемной активности подпочвенного радона ΔR и абсолютной величиной вариации напряженности электрического поля ΔE приведена на рис. 2.

Аналогичные данные получены при регистрации геофизических полей в зоне влияния Курайской тектонической структуры (Горный Алтай). В частности, на рис. 3 приведены результаты синхронных измерений величин R и E , выполненных в пункте Акташ в период активизации Курайского разлома [Спивак, 2010]. Данные рис. 3 свидетельствуют о том, что значительные увеличения объема эманацй радиоактивного радона ^{222}Rn вызывают не только падение абсолютной величины электрического поля в приземном слое атмосферы, но могут привести даже к изменению знака электрического поля вблизи земной поверхности.

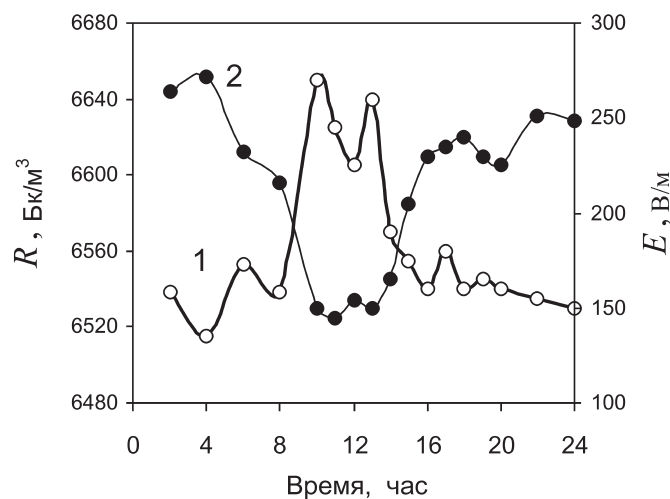


Рис. 1. Усредненные по трем суткам суточные вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля вблизи земной поверхности, вызванные изменением интенсивности радоновых эманацй (ПО «Маяк»).

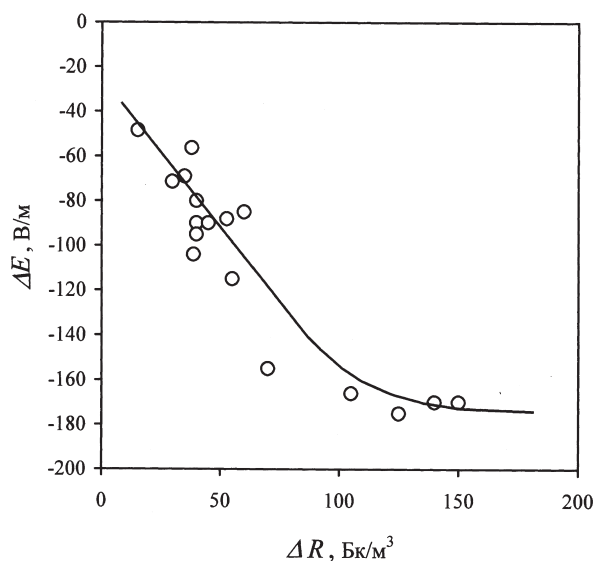


Рис. 2. Абсолютная величина вариаций электрического поля на земной поверхности ΔE в зависимости от изменений радоновых эманаций ΔR .

Возможную связь между R и E демонстрируют также данные, полученные при пространственных наблюдениях. В частности на рис. 4 представлены результаты инструментальных наблюдений, выполненных вдоль одного из профилей, пересекающих Тункинскую рифтовую зону [Адушкин и др., 2011]. Приведенные на рис. 4 результаты измерений показывают обратную зависимость между объемной активностью подпочвенного радона и величиной электрического поля в приземном слое атмосферы (пространственные вариации E и R находятся в противофазе: поступление радиоактивного радона вызывает уменьшение напряженности вертикальной составляющей электрического поля).

Совместный анализ данных, полученных при выполнении профильных измерений в районах Курайской и Тункинской тектонических структур, подтверждает наличие обратной зависимости между абсолютными величинами объемной активности подпочвенного радона и вертикальной компонентой напряженности электрического поля (рис. 5).

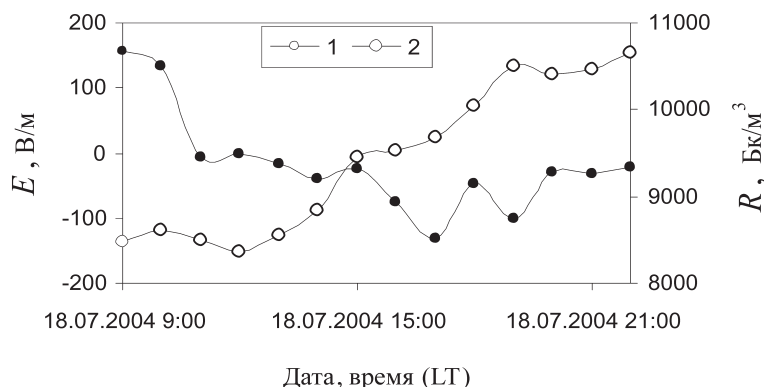


Рис. 3. Изменение напряженности электрического поля E и объемной активности подпочвенного радона R в пункте Акташ (зона влияния Курайского разлома).

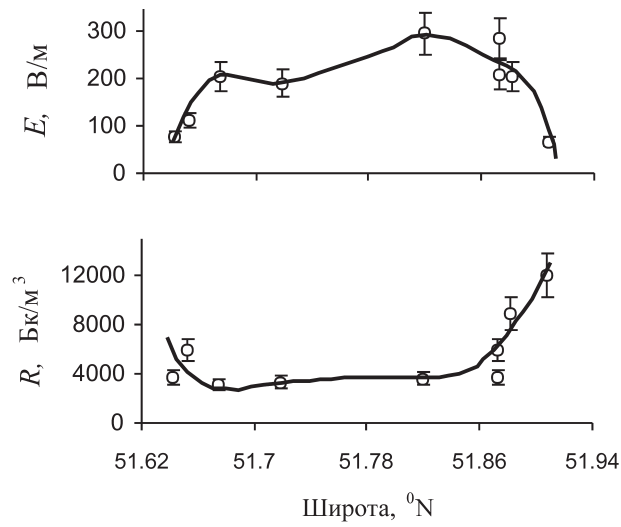


Рис. 4. Изменение напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы E и объемной активности подпочвенного радона R вдоль субмеридианного профиля, пересекающего Тункинскую рифтовую впадину (Байкальская рифтовая зона).

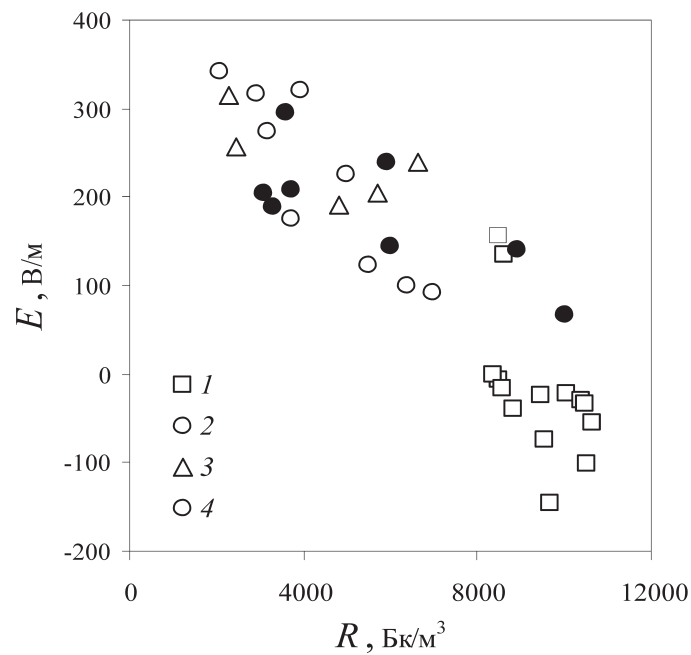


Рис. 5. Корреляция между вертикальной компонентой напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы и объемной активностью подпочвенного радона по результатам регистрации: 1 – временных вариаций в течение суток 18.07.2004 г. в зоне влияния Курайской тектонической структуры; 2 и 4 – площадных наблюдений соответственно вдоль субмеридианного и субширотного профилей, пересекающих Тункинскую рифтовую впадину; 3 – площадных наблюдений вдоль профиля, пересекающего Курайскую тектоническую структуру (Горный Алтай).

**Расчетная модель влияния радоновых эманаций
из недр на электрическое поле
в приповерхностном слое атмосферы**

Эскаляция радона в атмосферу приводит к повышению уровня ионизации приповерхностных атмосферных слоёв и образованию приповерхностного плазменного слоя. Каждая α -частица, используемая атомом ^{222}Rn со средней энергией 6 МэВ производит около $2 \cdot 10^5$ электрон-ионных пар. Ионизирующее излучение радона создаёт большое число ионов O_2^+ . При выходе радона в 10 эман скорость ионообразования соответствует $6,33 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, атмосферная радиоактивность является основным ионизирующим фактором, определяющим проводимость в приземных слоях. Увеличение уровня радиоактивности в приземном слое воздуха при выходе радона на поверхность существенно меняет проводимость и электрическое поле в слое Земля-ионосфера. Основным механизмом этого влияния на проводимость приземного слоя является осаждение ионов из газовой фазы на конденсированных аэрозольных частицах и образование больших ионных кластеров в результате ионизации и плазмохимических реакций [Сорокин, Чмырев, Яценко, 2001].

Квазистационарные электродинамические процессы в слое Земля-ионосфера описываются следующей системой уравнений:

$$\vec{E} = -\nabla\varphi; \quad \nabla\vec{E} = 4\pi(\rho + \rho_s); \quad \vec{j} = \sigma\vec{E}, \quad \frac{\partial(\rho + \rho_s)}{\partial t} + \nabla(j + j_s) = 0 \quad (1)$$

где \vec{E} и φ – величины электрического поля и потенциала, \vec{j} и ρ – плотность тока и заряда, j_s и ρ_s – плотность стороннего тока и заряда, σ – проводимость среды.

Производя преобразование уравнений (1), можно получить следующее уравнение для электрического поля в слое Земля-ионосфера

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) \nabla \cdot \vec{E} + 4\pi(\nabla \cdot \sigma)\vec{E} = -4\pi\nabla \cdot \vec{j}_s. \quad (2)$$

Входящая в уравнения (1)–(2) величина проводимости среды σ является функцией плотности и температуры среды и определяется плазмохимическим составом приземного слоя.

Предполагая, что характерный временной масштаб рассматриваемых процессов превосходит время релаксации $1/4\pi\sigma$, из (2) можно получить уравнение для распределения стороннего тока по высоте и в этом приближении провести простую оценку возмущения электрического поля [Сорокин, Чмырев, Яценко, 2001]. Если при инъекции с земной поверхности в атмосферу концентрация аэрозолей достигнет величины $N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, и при этом доля возникших положительно заряженных аэрозолей составит 10%, отрицательно заряженных – 0, то получим, что поле на поверхности $E(0) = -3,3E_0$, где E_0 величина невозмущённого атмосферного поля у поверхности. При $E_0 = 130 \text{ В/м}$ возмущённое выбросом поле будет равно минус 430 В/м. Это достаточно большая величина, свидетельствующая о том, что выбросы радона из почвы могут приводить к достаточно большим вариациям атмосферного электрического поля.

В заключение на рис. 6 представлены результаты расчетов напряженности электрического поля на земной поверхности на основе модели с привлечением данных регистрации объемной активности подпочвенного радона на одном из

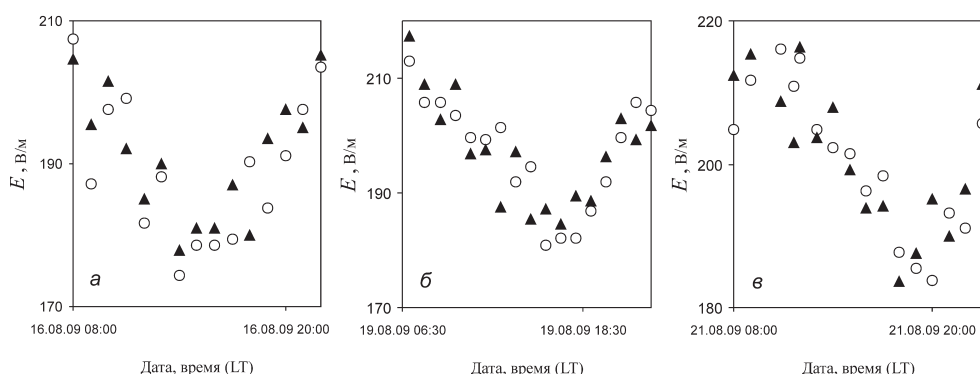


Рис. 6. Напряженность электрического поля на земной поверхности E для трех периодов времени, характеризующихся «хорошей» погодой (*a–в*).

Треугольники – результаты расчета по модели; кружки – данные инструментальных наблюдений (Тункинский рифт [Адушкин и др., 2011]).

участков Тункинского рифта [Адушкин и др., 2011; Болбот и др., 2012]. Там же для сравнения приведены результаты регистрации вертикальной составляющей электрического поля в приземном слое атмосферы, полученные в периоды «хорошей» погоды. Сравнение данных показывает, что предложенная расчетная модель вполне адекватно описывает результаты инструментальных наблюдений. Более того, учитывая сильную зависимость электрического поля приземного слоя атмосферы от метеоусловий [Адушкин и др., 2011; Локтев, Соловьев, 2010], можно с помощью расчетной модели выделять вариации E , связанные с радоновыми эманациями в произвольных погодных условиях.

Заключение

Сложность обработки и последующего анализа результатов инструментальных наблюдений в приповерхностной зоне Земли связаны с необходимостью учета разнообразных факторов, влияющих на пространственные и временные характеристики геофизических полей. Предложенный подход к оценке напряженности электрического поля на земной поверхности, учитывающий обобщающие эмпирические зависимости и результаты расчетов, позволяет прогнозировать величину электрического поля у земной поверхности в условиях «хорошей» погоды по результатам более стабильных, практически не зависящих от метеоусловий измерений радоновых эманаций¹.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (гранты 11-05-00096-а и 12-05-00578-а).

¹ Имеются в виду влияние влажности, осадков, низкой облачности и т.д. Влияние барических вариаций в атмосфере на объемную активность подпочвенного радона известно [Болбот и др., 2012].

Литература

- Адушкин В.В., Соловьев С.П., Спивак А.А.* Электрические и радиационные характеристики приземного слоя атмосферы на территории По «Маяк» // Вопросы радиационной безопасности. 1998. № 3. С. 3–9.
- Адушкин В.В., Спивак А.А., Локтев Д.Н., Соловьев С.П., Харламов В.А.* Инструментальные наблюдения за геофизическими полями Тункинской рифтовой зоны // Межгеосферные взаимодействия. М.: ГЕОС, 2011. С. 44–53.
- Болбот Д.Ю., Локтев Д.Н., Спивак А.А., Харламов В.А.* Влияние слабых возмущений на эманацию радона в Тункинской рифтовой зоне. Настоящий сборник. 2012.
- Грунская Л.В.* Электромагнетизм приземного слоя и его взаимосвязь с геофизическими и астрофизическими процессами. Владимир.: Владим. гос. ун-т, 2002. 104 с.
- Кашлева Л.В.* Атмосферное электричество. С.-П.: 2008, 116 с.
- Кузнецов О.Л., Симкин Э.М.* Преобразование и взаимодействие геофизических полей в литосфере. М.: Недра, 1990. 269 с.
- Локтев Д.Н., Соловьев С.П.* Вариации электромагнитного поля в районе Чуйского землетрясения // Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер. М.: ГЕОС, 2005. С. 179–186.
- Локтев Д.Н., Соловьев С.П.* Комплексные геофизические наблюдения на границе литосфера-атмосфера в районе Байкальской рифтовой зоны // Динамические процессы в геосферах. М.: ГЕОС, 2010. С. 250–258.
- Рудаков В.П.* Эманионный мониторинг геосред и процессов. М.: Научный мир, 2009. 176 с.
- Сорокин В.М., Чмырев В.М., Яценко А.К.* Возмущение электрического поля в слое земля–ионосфера при инъекции заряженных аэрозолей // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. № 2. С. 187–191.
- Спивак А.А.* Особенности геофизических полей в разломных зонах // Физика Земли. 2010. № 4. С. 55–66.
- Шулейкин В.Н.* Атмосферное электричество и физика Земли. М.: ИПНиГ, 2006. 159 с.
- Экология человека в изменяющемся мире /* Колл. авторов. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 570 с.

УДК 550.3; 550.4

ВЛИЯНИЕ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ЭМАНАЦИЮ РАДОНА В ТУНКИНСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЕ

Д.Ю. Болбот, Д.Н. Локтев, А.А. Спивак, В.А. Харламов

Приведены и обсуждаются результаты регистрации объемной активности природного радона-222 в подпочвенной атмосфере центральной части Тункинского рифта. Установлены основные периодичности вариаций радоновых эманаций. Получены корреляционные соотношения между временными вариациями объемной активности подпочвенного радона, изменениями силы лунно-солнечного прилива и барических вариаций в приземном слое атмосферы.

Введение

Исследование радоновых эманацій представляет значительный интерес по ряду причин:

1) Эманації ^{222}Rn указывают на наличие в недрах природных источников радия (радон относится к уран-радиевой радиоактивной серии и является результатом радиоактивных превращений урана-238). На этом основан широко применяемый на практике эманационный метод радиометрической разведки месторождений радиоактивных руд [Рудаков, 2009].

2) Пространственные распределения объемной активности подпочвенного радона хорошо отражают структуру земной коры, маркируя зоны повышенной проницаемости среды, которые, как правило, отождествляются с зонами нарушения ее сплошности (разломы и трещины разного масштаба). Действительно, при площадных измерениях аномально высокие эманації ^{222}Rn на отдельных участках земной коры в известных случаях¹ связаны с наличием каналов преимущественной миграции флюидов, что позволяет выполнять картирование, например, тектонических структур с их ранжированием по проницаемости [Спивак, 2009; Weisbrod et al., 2009].

3) Весьма важной представляется роль радоновых эманацій в качестве индикатора интенсивности газовых эманацій из недр вообще. Последнее связано с одним из механизмов миграции природного радона из глубины к свободной поверхности: весьма обоснованным представляется утверждение, что достаточно тяжелый радон (плотность – $9,73 \text{ кг/м}^3$) переносится путем захвата пузырьками водорода и метана, объем которых в составе эманлирующих из недр Земли газов значителен [Войтов и др., 2000; Рудаков, 2009].

4) Поступающий в атмосферу природный радон является основным естественным и фактически единственным ионизатором воздуха. Интенсивность радоновых эманацій напрямую определяет классический (нетурбулентный) электродный эффект, а, следовательно, – величину электрического поля в приземном слое атмосферы [Войтов и др., 2000; Шулейкин, 2006; Спивак, 2010].

5) Ввиду того, что интенсивность радоновых эманацій напрямую связана со степенью дробления среды, радоновые эманації представляют собой достоверный индикатор подготовки мощных геодинамических явлений, например, землетрясений [Уткин, 2000].

6) Немаловажным при постановке радоновых измерений является геоэкологический фактор, поскольку радон как радиоактивный инертный газ является одним из основных источников радиационной опасности.

Обобщая вышесказанное, можно констатировать, что радон представляет собой уникальный индикатор геодинамического состояния среды. При этом изменение поля радоновых эманацій всегда (хотя и с некоторой задержкой²) сопровождает из-

¹ Случай локальных интенсивных эманацій по разломным зонам отличается высокой реакцией объемной активности подпочвенного радона на внешние слабые возмущения в отличие от случаев повышенных эманацій, обусловленных концентрированными в пространстве мощными источниками либо близко расположенными к земной поверхности источниками невысокой интенсивности [Спивак и др., 2009].

² Величина задержки отклика поля радоновых эманацій зависит от конкретных условий: глубина залегания источника, свойства каналов миграции и т.д. (например, отклик на приливную деформацию происходит с задержкой от 1 до нескольких часов [Адушкин и др., 2006; Спивак, 2010].

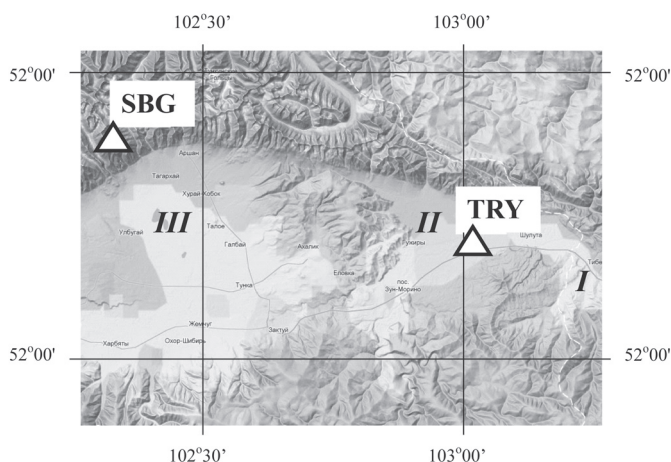


Рис. 1. Основные морфо-структурные элементы и расположение пунктов регистрации объемной активности подпочвенного радона (треугольники). Тункинская ветвь рифтовых впадин: *I* – Быстринская, *II* – Торская, *III* – Тункинская.

менения геодинамического режима среды, что позволяет рассматривать радоновые эманации также в качестве индикатора изменений структуры исследуемого участка земной коры, проницаемости каналов миграции газа и так далее, а также устанавливать отклик среды на внешние воздействия. Интенсивность радоновых эманаций из недр Земли определяется многими факторами, среди которых к основным можно причислить пористость (трещиноватость) и проницаемость среды, напряженно-деформированное состояние массива горных пород, атмосферное давление и т.д.

В настоящей работе изучалось влияние слабых возмущений земной коры в виде твердоприливной деформации и барических вариаций в атмосфере на особенности временных вариаций радоновых эманаций. Анализировались данные, полученные в результате регистрации объемной активности ^{222}Rn на двух участках Тункинского рифта Байкальской рифтовой зоны [Адушкин и др., 2011]. Измерения выполнялись в двух стационарно оборудованных пунктах TRY и SBG (рис. 1). Регистрация радоновых эманаций в пункте TRY, расположенном в центральной части Тункинского рифта в окрестности пос. Торы ($51^{\circ}48,6586' \text{ N}$; $103^{\circ}04,5499' \text{ E}$), выполнялась в период 5–23 августа 2009 г. Инструментальные наблюдения в пункте SBG, расположенном на выходах скального основания на северной окраине Тункинской впадины в окрестности пос. Суббарга ($51^{\circ}54,46' \text{ N}$; $102^{\circ}20,89' \text{ E}$), выполнялись в период 6–27 июля 2010 г.

Различные геологические условия площадок TRY и SBG позволили помимо прочего установить отличия в реакции эманационного поля радона на внешние слабые возмущения на участках, один из которых (пункт TRY) характеризуется достаточно толстым слоем осадочных горных пород (300–500 м), а другой расположен в зоне интенсивной нарушенности, приуроченной к зоне влияния Тункинского разлома.

Результаты инструментальных наблюдений

Регистрация объемной активности подпочвенного радона выполнялась методом отбора проб с помощью автоматизированного радиометра радона PPA-01M-03. С целью исключения влияния температурных вариаций, пробы воздуха из подпочвенной атмосферы отбирались на глубине около 1 м. Измерения проводились один раз в час. В этом случае выбранная продолжительность перерыва между отборами

проб, согласно сделанным оценкам, не менее чем в 3 раза превышала время восстановления равновесного состояния подпочвенной атмосферы в точке пробоотбора.

В результате измерений были получены цифровые ряды данных по величине объемной активности подпочвенного радона R (рис. 2 и 3). Приведенные данные демонстрируют сильную изменчивость радоновых эманаций со временем. Резуль-

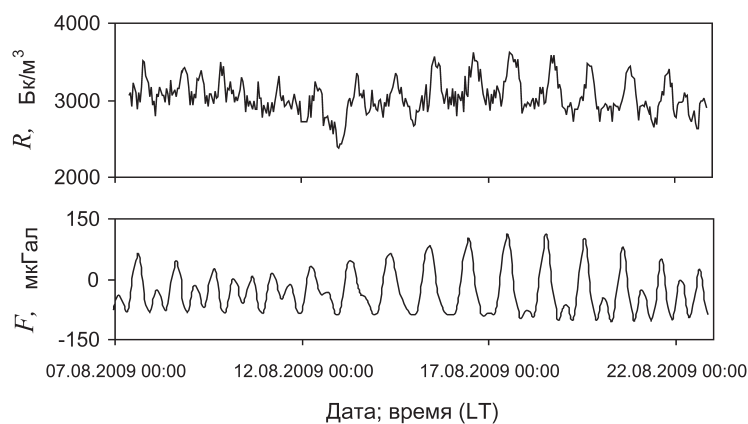


Рис. 2. Временные вариации объемной активности подпочвенного радона R в пункте TRY [Адушкин и др., 2011].

F – вертикальная составляющая приливной силы.

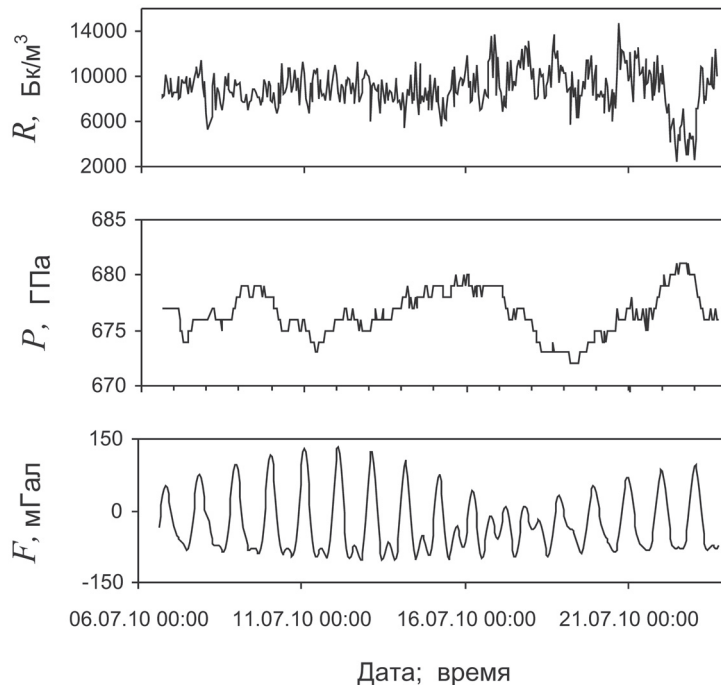


Рис. 3. Временные вариации объемной активности подпочвенного радона R в пункте SBR.

P – атмосферное давление; F – вертикальная составляющая приливной силы.

таты ранее выполненных исследований [Спивак и др., 2009; Clements, Wilkening, 1974] свидетельствуют о том, что наблюдаемые временные вариации с большой вероятностью связаны с изменением механических свойств среды (в частности, ее проницаемости) в результате приливной деформации и барических вариаций в приземном слое атмосферы.

На графиках рисунков 2 и 3 визуально прослеживается корреляция вариаций R с величиной приливной силы F (рис. 2) и вариациями атмосферного давления P (рис. 3). Более детальный анализ показывает наличие в спектрах вариаций объемной активности подпочвенного радона ярко выраженных пиков, соответствующих приливному волнам S_2 , M_2 и O_1 , и околосуточным периодам изменения атмосферного давления. В качестве иллюстрации на рисунках 4, 5 представлены соответственно взаимные спектры вариаций объемной активности подпочвенного радона и вертикальной составляющей приливной силы S_{RF} и объемной активности подпочвенного радона и атмосферного давления S_{RP} , рассчитанные с использованием данных,

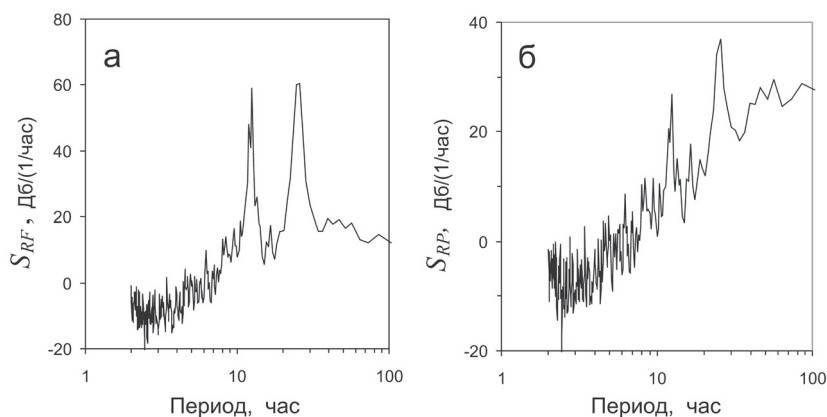


Рис. 4. Взаимные спектры вариаций объемной активности подпочвенного радона R и приливной силы F (а) [Адушкин и др., 2011], вариаций R и P (б) в пункте TRY.

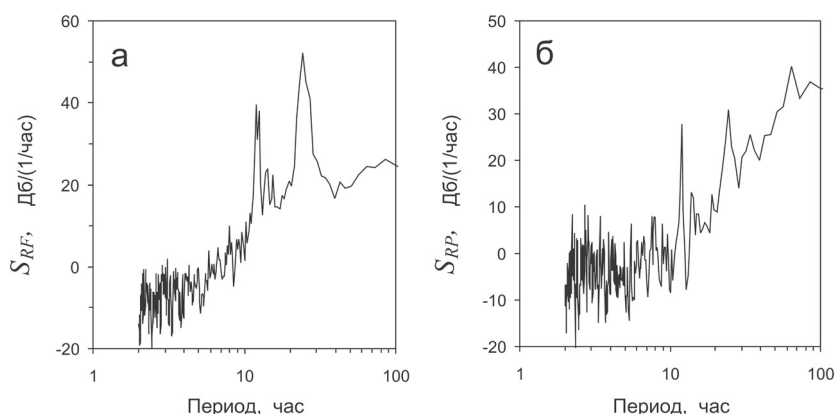


Рис. 5. Взаимные спектры вариаций объемной активности подпочвенного радона R и приливной силы F (а), вариаций R и P (б) в пункте SBG.

полученных в пунктах TRY (рис. 4) и SBG (рис. 5). Взаимные спектры оценивались путем перемножения комплексно сопряженных спектров вариаций радона с каждым из спектров вариаций: атмосферного давления и приливной силы.

Оценка спектров вариаций каждого из рассматриваемых рядов проводилась методом параметрической авторегрессии [Марпл, 1990]. Модель авторегрессии $AR(p)$ порядка p представляет в этом случае уравнение, предсказывающее k -тый член последовательности x по p ее предыдущим членам:

$$x(k) = \sum_{n=1}^p a_n x(k-n) + \varepsilon(k),$$

где a_n – коэффициенты регрессии (параметры модели порядка p); $\varepsilon(k)$ – белый шум.

Параметры модели $AR(p)$ -модели оценивались по методу Левинсона-Дурбина, реализующему решение уравнений Юла-Уолкера. Оценка AR спектра определялась по вычисленным значениям параметров a_n с помощью соотношения

$$S_x(\omega) = \frac{1}{2\pi \left| 1 + \sum_{n=1}^p a_n e^{-i\omega n} \right|^2},$$

где ω – циклическая частота.

Наличие совпадающих характерных периодичностей во временных вариациях объемной активности почвенного радона, приливной силы и атмосферного давления позволяет предполагать корреляцию между величинами R , F и P . Значения коэффициентов корреляции K_{RF} между вариациями R и F и K_{RP} между вариациями R и P , вычисленные со сдвигом между соответствующими рядами данных представлены на рисунках 6 и 7. Графики демонстрируют высокие значения коэффициентов корреляции между вариациями R и F при соответствующих временах сдвига, что свидетельствует о значимой корреляции между исследуемыми вариациями. Одновременно данные рисунков 6, 7 позволяют определять время запаздывания реакции эманационного поля радона в почвенной атмосфере на изменения приливной силы T_{RF} и барические вариации в атмосфере T_{RP} (Таблица).

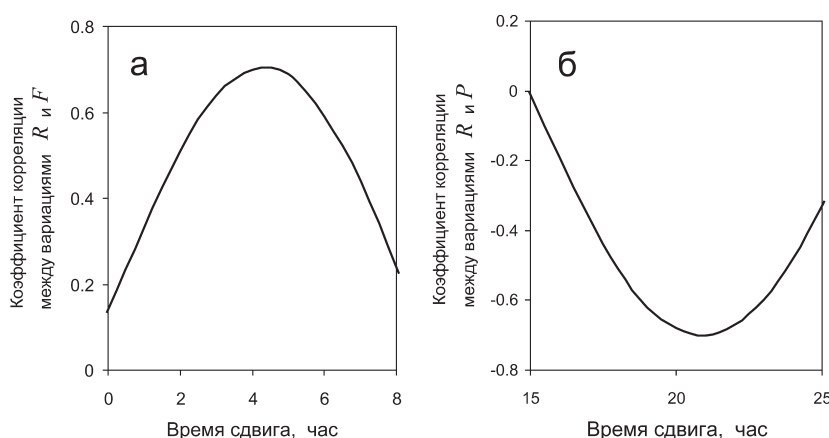


Рис. 6. Коэффициенты корреляции K_{RF} [Адушкин и др., 2011] и K_{RP} , полученные при обработке данных регистрации в пункте TRY.

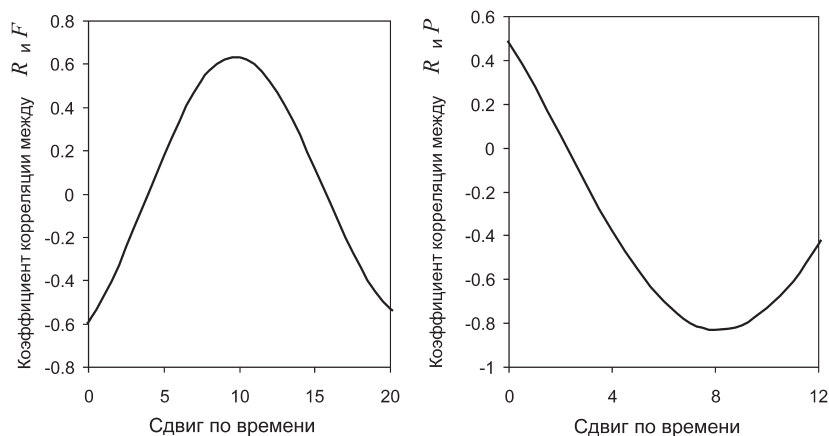


Рис. 7. Коэффициенты корреляции K_{RF} и K_{RP} , полученные при обработке данных регистрации в пункте SBR.

Таблица 1

Времена запаздывания реакции эманационного поля радона в подпочвенной атмосфере на изменения приливной силы T_{RF} и барические вариации в атмосфере T_{RP}

Пункт регистрации	T_{RF} , час	T_{RP} , час
TRY	4	21
SBG	5	8

Заключение

Результаты инструментальных наблюдений и их анализ свидетельствуют о существенном влиянии слабых воздействий в виде приливной деформации среды и барических вариаций в приземном слое атмосферы на интенсивность радоновых эманаций в Тункинской рифтовой зоне. При этом высокая корреляция между вариациями объемной активности подпочвенного радона, приливной силой и величиной атмосферного давления наблюдается как на срединном участке Тункинской впадины, характеризующейся мощным слоем осадочных пород, так и на окраинном участке, представленном выходом скальных горных пород.

Исследования выполнены по Программе 8 Отделения наук о Земле РАН «Взаимодействие геосфер: геофизические поля и массоперенос», при поддержке Совета по грантам при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-203.2012.5) и РФФИ (проект № 11-05-00096-а).

Литература

Адушкин В.В., Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Соловьев С.П. Динамические процессы в системе взаимодействующих геосфер на границе земная кора-атмосфера // Физика Земли. 2006. № 7. С. 34–51.

Адушкин В.В., Спивак А.А., Локтев Д.Н., Соловьев С.П., В.А. Харламов. Инструментальные наблюдения за геофизическими полями Тункинской рифтовой зоны // Межгеосферные взаимодействия. М.: ГЕОС, 2011. С. 27–42.

Войтов Г.И., Гусев А.С., Козлова Н.С., Рудаков В.П., Шулейкин В.Н. Эманационные и электрические эффекты над сложно построенными тектоническими структурами (на примере Александровской зоны приразломных поднятий, Белоруссия) // Доклады академии наук. 2000. Т.3 70. № 1. С. 105–108.

Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.

Рудаков В.П. Эманационный мониторинг геосред и процессов. М.: Научный мир, 2009. 176 с.

Спивак А.А., Кожухов С.А., Сухоруков М.В., Харламов В.А. Эманация радона как индикатор интенсивности межгеосферных взаимодействий // Физика Земли. 2009а. № 2. С. 34–48.

Спивак А.А. Особенности геофизических полей в разломных зонах // Физика земли. 2010. № 4. С. 55–66.

Уткин В.И. Радон и проблема тектонических землетрясений // Соревский образовательный журнал. 2000. Т. 6. № 12. С. 64–70.

Шулейкин В.Н. Атмосферное электричество и физика земли. М.: ИПНИГ РАН, 2006. 159 с.

Clements W.E., Wilkening M.H. Atmospheric pressure effects on ²²²Rn transport across the Earth-air interface // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. No. 33. P. 5025–5029.

Weisbrod N., Dragila M.I., Nachshon U., Pillersdorf M. Falling through the cracks the role of fractures in Earth-atmosphere gas exchange // Geophys. Res. Letters. 2009. Vol. 36. L02401, doi: 10.1029/2008GL036096.

УДК 551.21:519.63

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭРУПТИВНОЙ КОЛОННЫ ФРЕАТОМАГМАТИЧЕСКОГО ИЗВЕРЖЕНИЯ: ВУЛКАН ЭЙЯФЬЯТЛАЙОКУДЛЬ (ИСЛАНДИЯ)

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Рассмотрены два предельных случая формирования газо-пеплового облака фреатомагматического извержения. В первом из них эруптивная колонна формируется в результате периодического выброса газо-пепловых пузырей, диаметр которых соизмерим с размером кратера, а во втором – газо-пепловая смесь поступает в виде непрерывной струи. Оба подхода позволяют получить результаты, не противоречащие данным по извержению вулкана Эйяфьятлайокудль, если использовать некоторые известные характеристики извержения. Контроль расчетов осуществлялся использованием различных методик.

Введение

В апреле 2010 года произошло относительно слабое (VEI = 4) извержение вулкана Эйяфьятлайокудль в Исландии, которое вызвало беспрецедентные последствия.

Из-за высокой концентрации серных аэрозолей в эруптивной туче, сера, температура плавления которой всего лишь 120 °С, в смеси с пеплом, соприкасаясь с горячими частями двигателей, покрывает собой движущиеся части и блокирует их работу. В течение недели большинство аэропортов Европы были парализованы из-за опасности повреждения двигателей самолетов. Согласно [Wall and Flottau, 2010] было отменено более 100 000 рейсов. Общие потери авиаотрасли от простоя оцениваются в \$2 млрд. В связи с этим возрастает роль прогнозирования загрязнения атмосферы в результате подобных извержений.

Наиболее удобный метод исследования процессов крупномасштабного загрязнения – численное моделирование. Основная часть работ в этом направлении связана с изучением распространения газопылевого облака в поле ветра различными дисперсионными моделями [Witham et al., 2007; Шувалов и др., 2011]. При этом источник пылевых частиц либо задается исходя из имеющихся наблюдательных данных, либо моделируется с помощью квазиодномерной полуэмпирической методики [Morton et al., 1956; Хазинс, Орлова, 1998; Barsotti et al., 2008] или более сложных двумерных или трехмерных разностных кодов [Neri et al., 2002]. Однако модели эруптивных колонок разработаны лишь для случая обычных (не фреатомагматических) извержений, когда в качестве начальных данных задаются параметры газопылевой струи на выходе из жерла вулкана.

Извержение вулкана Эйяфьятлайокудль относится к относительно плохо изученным фреатомагматическим извержениям, во время которых происходит взрывное взаимодействие медленно истекающей вязкой лавы с водой или льдом. Это взаимодействие приводит к сильной фрагментации магмы и образованию большого количества водяных паров. Модели образования и эволюции эруптивных колонок при таких извержениях не разработаны в отличие от случая обычных взрывных извержений, при которых из жерла вулкана выбрасывается высокоскоростная (100–300 м/сек) струя, состоящая из паров и конденсированных частиц разного размера.

Рассмотрим фреатомагматическое извержение в виде следующего процесса. Образующаяся в результате таяния льда вода контактирует с магмой, имеющей температуру порядка 1000 °С. Мгновенное вскипание приводит к взрывному образованию системы расширяющихся пузырей, состоящих из смеси водяных паров и раскаленных частиц. Высокотемпературное облако из смеси водяных паров и частиц магмы всплывает под действием сил плавучести.

Здесь мы остановимся на двух предельных, как представляется, случаях. В первом из них вскипание приводит к периодическому формированию больших, сравнимых с размером кратера, пузырей, которые всплывают, оказывая слабое влияние друг на друга. Во втором – реализуется струйное течение из кратера вулкана вследствие непрерывного образования и перемешивания множества мелких пузырей в области контакта магмы с водой, либо крупные пузыри всплывают столь часто, что образуют единую струю. Таким образом, образование эруптивной колонны в такой постановке сводится либо к периодическому всплытию пузырей, заполненных горячей смесью водяного пара и пепла, либо к относительно медленному струйному потоку вещества из кратера вулкана.

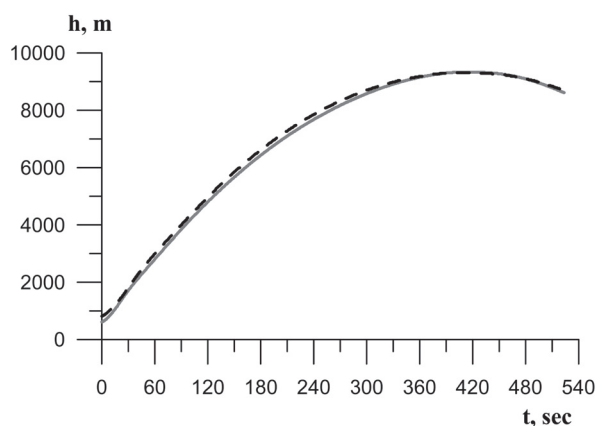
Параметрами, определяющими динамику всплытия облака, являются средняя интенсивность истечения, размер кратера и плотность выбрасываемой газопепловой смеси. При извержении вулкана Эйяфьятлайокудль за первые 72 часа было выброшено около 140 миллионов кубических метров пепла. В предположении, что плотность частиц пепла 1 т/м³, масса выброса составляет 140 · 10⁶ т. Будем считать, что пара было выброшено примерно столько же, сколько и пепла, то

есть полная масса выброса составляет примерно $280 \cdot 10^6$ т ($\sim 10^6$ кг/сек). Примем эту величину в качестве характеристики рассматриваемого извержения, а размер кратера и начальную плотность смеси будем варьировать. В первом приближении допустим также, что газо-пепловая смесь – идеальный газ с характеристиками воздуха, имеющий в начальный момент повышенную температуру (пониженную плотность) по сравнению с окружающим воздухом. Если не указано особо, то расчеты выполнены с помощью гипозвукового приближения уравнений Навье-Стокса [Затевахин и др., 1994; Хазинс, 2010].

Формирование эруптивной колонны системой всплывающих пузырей

Рассмотрим сначала приближение, в котором эруптивная колонна представляет собой систему последовательно всплывающих газо-пепловых пузырей. Начальная плотность внутри каждого вновь образовавшегося пузыря при заданном его радиусе подбиралась таким образом, чтобы верхняя кромка облака, сформированного при всплытии одиночного пузыря, поднималась на высоту примерно 8–9 км, как это было при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль. В случае, когда радиус пузыря r_0 составляет 400 м, это условие, как показали расчеты всплытия одиночного пузыря, удовлетворяется при начальной плотности внутри термика $\rho_0 = 0,7$ кг/м³, то есть при плотности примерно вдвое ниже плотности окружающего воздуха у поверхности Земли (рис. 1, сплошная кривая). При $r_0 = 300$ м искомая плотность ρ_0 оказалась равной 0,5 кг/м³ (рис. 1, пунктир).

Рис. 1. Зависимость высоты всплытия верхней кромки облака от времени при $r_0 = 400$ м, $\rho_0 = 0,7$ кг/м³ (сплошная линия) и $r_0 = 300$ м, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³ (пунктир).



Здесь и ниже в данном параграфе представленные расчеты выполнены в двумерной постановке с учетом осевой симметрии.

Как легко проверить, при массовом расходе $M = 10^3$ т/сек, временной интервал между выбросом пузырей должен составлять примерно 3 минуты для $r_0 = 400$ м, $\rho_0 = 0,7$ кг/м³ и примерно 1 минуту для $r_0 = 300$ м, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³. На рис. 2 приведены поля концентрации примеси, отражающие как перераспределение примеси, изначально равномерно локализованной внутри каждого нового пузыря, так и форму формирующегося облака. Перераспределение примеси происходит в результате турбулентного переноса и за счет подмешивания окружающего воздуха. Начальному значению концентрации примеси в пузыре приписано значение 1.

Фрагменты рис. 2, отмеченные маркерами (а) и (б), отражают результаты расчета для пузырей с радиусами 400 и 300 м соответственно. Фрагменты (а1) и (b1) относятся к концу первого цикла в каждой системе пузырей, то есть к моментам времени 3 и 1 мин соответственно. В эти моменты в обоих случаях сформировалось классическое тороидальное облако.

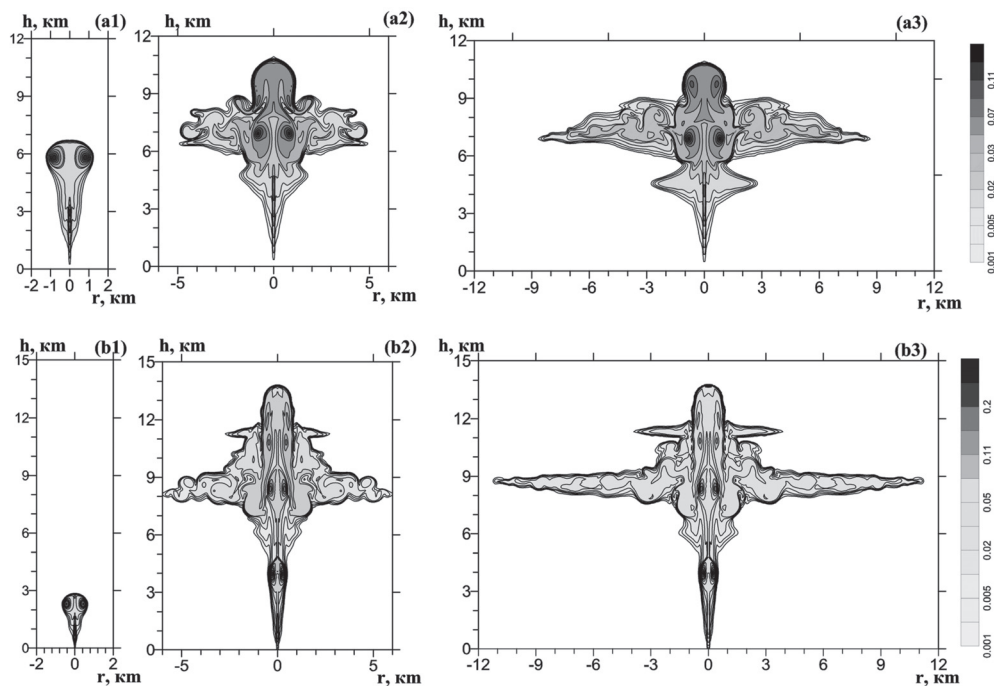


Рис. 2. Эруптивное облако (поля концентрации) в различные моменты времени для радиусов пузырей $r_0 = 400$ м (а1–а3) и $r_0 = 300$ м (b1–b3) соответственно.

Анализ полей плотности показал, что под тороидальным облаком относительная плотность газа (по отношению к плотности невозмущенного воздуха на этой же высоте) несколько меньше 1, причем это отличие сильнее проявляется в варианте с радиусом пузыря с $r_0 = 300$ м. В результате пузырь, который формируется в начале следующего цикла, будет подниматься в среде с более низкой плотностью и, следовательно, несколько быстрее предыдущего. В результате центральная колонна облака (рис. 2, a2 и b2, $t = 30$ мин, после всплытия 10 и 30 пузырей соответственно) в обоих случаях поднимается выше облака одиночного пузыря, причем в варианте с $r_0 = 300$ м – выше, чем в варианте с $r_0 = 400$ м. Отметим, что верхняя часть облака, сформированного последним всплывающим пузырем, легко выделяется по характерному затемнению на рис. 2, a2 и b2, и можно сравнить высоту всплытия со случаем невозмущенной атмосферы (рис. 2, a1 и b1). Наконец, на фрагментах (a3) и (b3) показано облако к моменту времени $t = 60$ мин.

Таким образом, результаты расчетов демонстрируют повторяемость от цикла к циклу течения в центральной колонне и формирование расширяющегося турбулизованного облака, высота которого с точностью до принятых предположений слабо зависит от начальных условий. Отметим, также, что в варианте с $r_0 = 300$ м над

основным горизонтальным облаком формируется еще одно облако меньшего размера. Его появление связано скорее всего с условиями в районе тропопаузы, положение которой в наших расчетах – 11 км.

Проиллюстрируем характер вихревого течения, реализующегося в центральной части облака ($r_0 = 400$ м), рисунком 3. Зарождающийся в процессе всплытия очередного пузыря тороидальный вихрь к концу цикла занимает положение, отмеченное на рис. 3 маркером А, в то время как предыдущий вихрь (В) уже достиг максимальной высоты в колонне. Поля течений вихрей А и В взаимодействуют, что приводит к оттоку вещества в горизонтальном направлении. Таким образом, по крайней мере, в течение части времени подъема вихря из положения А в положение В (3 мин) вихрь А будет переносить вещество в облако. Однако поле скоростей потока дает представление лишь о возможном перемещении вещества. Более точный анализ требует дополнительных исследований, например, с помощью маркеров – меченых частиц, движущихся со скоростью потока.

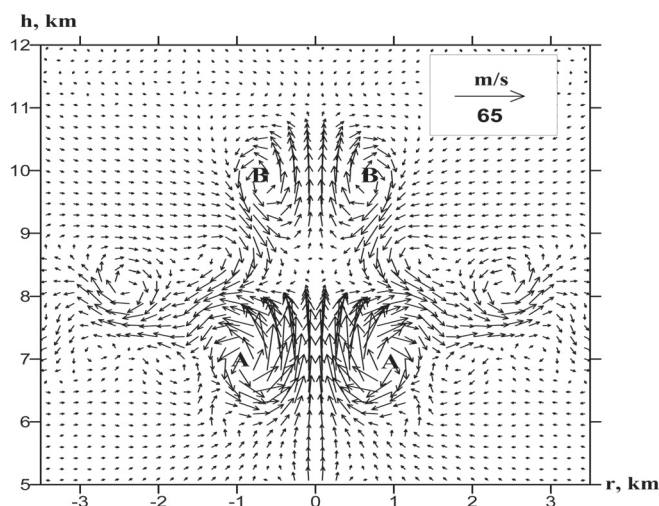


Рис. 3. Поле скоростей в центральной части облака к моменту $t = 1$ час.

С уменьшением радиуса пузыря ситуация осложняется. Так при $r_0 = 200$ м процедура поиска начальной плотности путем расчета всплытия одиночного пузыря до желаемой высоты (9–10 км) приводит к значению $\rho_0 = 0,1$ кг/м³, то есть $T_0 \approx 3500$ К, что представляется совершенно нереальным. Но даже если выбрать значение $\rho_0 = 0,7$ кг/м³, как, например, в случае $r_0 = 400$ м, то временной интервал между пузырями составит примерно 0,4 мин. За это время верхний край облака поднимется менее чем на 1 км и в этом случае уже уместнее говорить о непрерывном истечении вещества.

Формирование эруптивной колонны при непрерывном поступлении паро-пепловой смеси из кратера

Теперь рассмотрим другой предельный случай — будем считать, что в результате взаимодействия множества небольших фреатических взрывов из кратера вул-

кана с некоторой скоростью поднимается паро-пепловая смесь, и, так же как и в предыдущем параграфе, будем моделировать это вещество воздухом пониженной плотности (повышенной температуры). В этом случае расход массы

$$\dot{M} = \pi r_0^2 v_0 \rho_0,$$

где v_0 – вертикальная скорость поступления вещества в эруптивную колонну. При заданных r_0 и ρ_0 значение v_0 определяется из приведенного соотношения. Так как значения r_0 и ρ_0 неизвестны, то воспользуемся теми же значениями, что и в предыдущем параграфе, то есть $r_0 = 400$ м, $\rho_0 = 0,7$ кг/м³ и $r_0 = 300$ м, $\rho_0 = 0,5$ кг/м³. В этом случае скорость v_0 равна примерно 3 и 7 м/сек соответственно, то есть существенно меньше, чем в обычном взрывном извержении, и существенно меньше, чем характерная скорость всплытия нагретого объема $u_0 = \sqrt{\varepsilon_T r_0 g}$, где g – гравитационная постоянная, а $\varepsilon_T = (\rho_a - \rho_0)/\rho_0$, где ρ_a – плотность атмосферы на высоте кратера.

Вообще говоря, течение в рассматриваемой задаче развивается в условиях осевой симметрии. Однако расчеты в двумерной осесимметричной постановке продемонстрировали некоторое отклонение решения от общепринятых представлений, то есть во всей центральной колонне, в которой вещество переносится из кратера

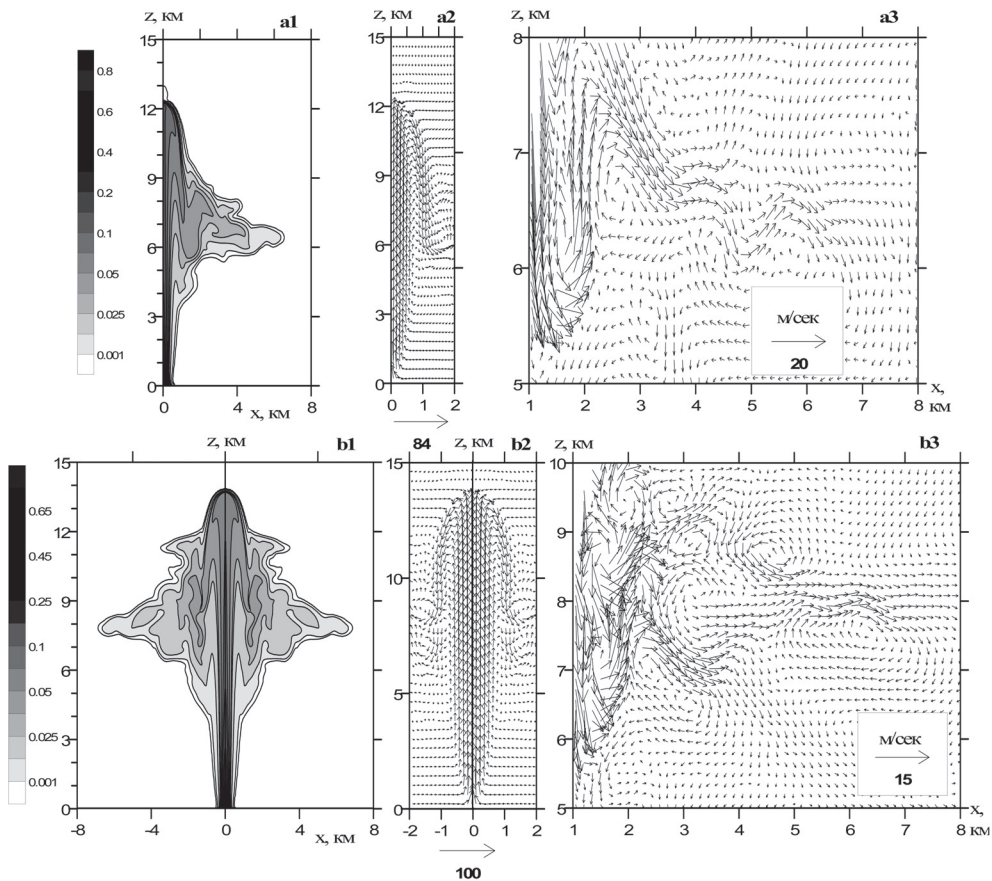


Рис. 4. Эруптивное облако при радиусах кратеров $r_0 = 400$ м (a1–a3) и $r_0 = 300$ м (b1–b3) соответственно в момент времени $t = 30$ мин.

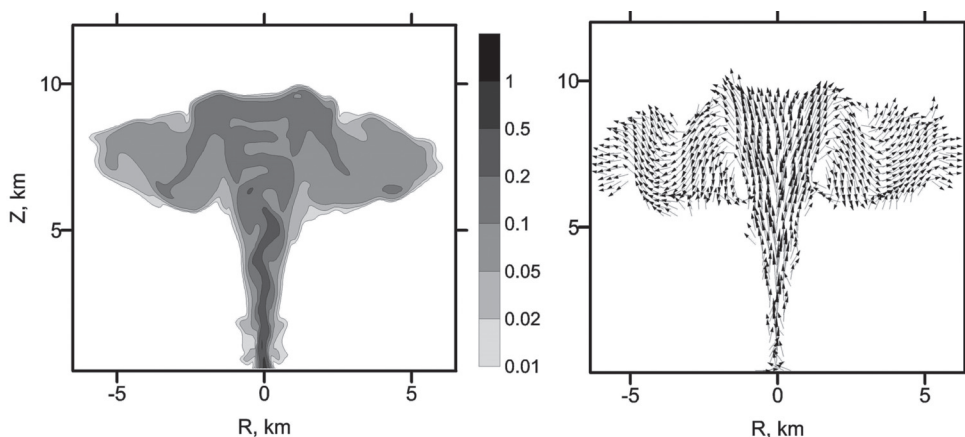


Рис. 5. Эруптивное облако при радиусе кратера $r_0 = 400$ м в момент времени $t = 30$ мин (расчеты без вязкости).

На левом рисунке показаны концентрации паро-пепловой смеси, на правом – поле скоростей.

вертикально вверх, характеристики потока практически не менялись. Скорей всего причина заключается в реализации граничных условий на оси симметрии (точки с $r = 0$ являются особыми точками). В связи с этим ниже приведены результаты расчетов в 3D постановке с использованием Декартовой системы координат.

Перераспределение примеси, форма эруптивного облака, зависимость от начальных данных (рис. 4, a1 и b1) качественно не отличаются от результатов предыдущего параграфа, да и в количественном отношении различие слабое. Однако характер переноса вещества из центральной колонны в горизонтальное облако несколько иной. Как следует из рис. 4, a2 и b2, вещество в центральной колонне быстро ускоряется до скоростей порядка 100 м/сек, достигает верхней части колонны, проскакивая положение равновесия, и опускается вниз до равновесной высоты. На этой высоте формируется горизонтальное облако, его размер увеличивается за счет радиального растекания вещества, сопровождающегося образованием множества вихрей. При этом в центральной колонне течение практически стационарно.

Для контроля использованных методик некоторые расчеты (при тех же начальных и граничных условиях) были проведены по программе SOVA [Shuvalov, 1999], в которой решаются полные уравнения газовой динамики, но в форме Эйлера, то есть без учета турбулентной вязкости. При этом предполагается, что крупные вихри (крупномасштабная турбулентность) разрешаются явно, а мелкомасштабная турбулентность моделируется схемной вязкостью. Результаты, полученные по разным методикам, совпадают качественно и даже близки количественно (что отчасти следует признать случайностью, поскольку пространственное разрешение было достаточным для разрешения только очень крупных вихрей). Пример расчета эруптивной колонки в 3D постановке по программе SOVA при непрерывном вытекании паро-пепловой смеси из кратера приведен на рис. 5.

Заключение

Проведенные расчеты показали, что два рассмотренных механизма формирования эруптивной колонки фреатомагматического извержения (последовательное об-

разование крупных газо-пепловых пузырей и непрерывное истечение газо-пепловой смеси) приводят к примерно одинаковым результатам. Оба подхода позволяют получить эруптивную колонку, близкую к той, что наблюдалась при извержении вулкана Эйяфьятлайокудль.

При использовании модели отдельных всплывающих пузырей перемешивание газопылевой смеси с окружающим воздухом происходит за счет образования торoidalных вихрей, в этом случае расчет по двумерным осесимметричным методикам дает вполне приемлемые результаты. При рассмотрении струйной модели обнаружено заметное расхождение между результатами двумерных и трехмерных расчетов. Предварительные расчеты показывают, что это различие объясняется важной ролью неустойчивостей, связанных с горизонтальными колебаниями струи относительно оси. Эти колебания являются существенно трехмерным эффектом, их можно рассмотреть на рис. 5. Однако этот вопрос требует более детального исследования.

Отметим, что на динамику формирования эруптивной колонки существенное влияние может оказывать горизонтальный ветер. Его влияние следует рассмотреть при проведении дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках Программы № 4 Президиума РАН.

Литература

Затевахин М.А., Кузнецов А.Е., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Численное моделирование процесса всплытия системы высокотемпературных турбулентных термиком в неоднородной сжимаемой атмосфере // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 44.

Хазинс В.М. Метод крупных вихрей в задачах всплытия высокотемпературных термиком в стратифицированной атмосфере // ТВТ. 2010. Т. 48. № 3. С. 424–432.

Хазинс В.М., Орлова Т.И. Конвективный подъем метана в атмосфере // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества: сб. научных трудов. М.: ИДГ РАН. 1998. С. 144–154.

Шувалов В.В., Хазинс В.М., Трубецкая И.А. Анализ распространения аэрозольных облаков, инициируемых извержениями исландских вулканов // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 2: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2011. С. 128–135.

Barsotti S., Neri A., Scire J.S. The VOL-CALPUFF model for atmospheric ash dispersal: 1. Approach and physical formulation // JGR. 2008. V. 113. B03208. Doi: 10.1029/2006JB004623.

Morton B.R., Taylor G.I., Turner Y.S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. 1956. V. 234A. № 1196. P. 1–23.

Neri Augusto, Andrea Di Muro, Mauro Rosi Mass partition during collapsing and transitional columns by using numerical simulations // Journal of Volcanology and Geothermal Research. 2002. V. 115. № 1-2. P. 1–18.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.

Wall R., and Flottau J. Out of the ashes: Rising losses and recriminations rile Europe's air transport sector // Aviation Week & Space Technology. 2010. № 16. V. 172. P. 23–25.

Witham C.S., Hort M.C., Potts R. et al. Comparison of VAAC atmospheric dispersion models using the 1 November 2004 Grimsvötn eruption // Meteorological applications. 2007. V. 14. P. 27–38.

ГЛАВА 4
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
ВЕРХНИХ ГЕОСФЕР

ВТОРИЧНОЕ ЭЛЕКТРОНООБРАЗОВАНИЕ В E- И D-СЛОЯХ ИОНОСФЕРЫ В ПРОЦЕССЕ ИОНИЗАЦИИ ЖЕСТКИМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ И РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЦА

А.С. Стрелков

В работе приведены данные о числе электронов, образуемых в результате фотопоглощения квантов в диапазоне энергий от 20 до 2000 эВ на высотах от 80 до 300 км, и числа вторичных электронов, образуемых электронным ударом электронами с энергиями 30–2000 эВ на тех же высотах. Получены так же значения числа ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ . Результаты могут использоваться при расчетах скоростей ионообразования, являющихся входными данными для определения ионизационного состояния верхней атмосферы.

Введение

Процесс ионизации верхних слоев атмосферы и кинетика заряженных и нейтральных компонент воздушной среды определяют состояние ионосферных слоев. Основными ионизирующими агентами на высотах E- и D-слоев на средних широтах являются жесткое ультрафиолетовое (EVU) и рентгеновское (SXR) излучения солнца. На больших широтах добавляется ионизирующее действие вторгающихся в атмосферу потоков электронов и протонов.

Возможность получать данные о спектре и потоках EVU и SXR, измеряемых на спутниках, либо с высоким временным разрешением, либо осредненными по дню, позволяет отслеживать изменение ионизационного состояния ионосферы и условий распространения радиоволн. Исходя из этого желательно иметь сравнительно простой инструмент для расчета скорости ионообразования для энергий квантов от $\sim 12,2$ до $\sim 10^4$ эВ.

Одним из таких инструментов могла являться часть модели E- слоя под названием GLOW model [Solomon et al., 1988; Solomon and Abreu, 1989; Bailey et al., 2002; Solomon and Liying, 2005] относящаяся к расчету ионизации. Однако авторы указывают, что расчеты по подробной сетке энергий квантов солнечного спектра требуют значительного времени. Поэтому большая часть опубликованных расчетов ионизации верхней атмосферы сделана для ряда энергетических интервалов с шириной от ~ 10 до $\sim 2 \cdot 10^4$ эВ, что зачастую не приемлемо.

В настоящей работе предлагается вариант расчета скорости ионообразования Q_{ei} , основанный на заранее рассчитанных зависимостях числа электронов, образуемых при фотопоглощении квантов различных энергий на высотах h от 80 до

300 км с учетом изменения концентраций основных атмосферных составляющих N_2 , O_2 и O с высотой.

Другим вариантом может быть расчет числа фотопоглощений и энергии фотоэлектрона $En\theta$ с последующим умножением на число вторичных электронов N_{sec} . В этом случае так же используется заранее рассчитанная зависимость $N_{sec}(En\theta, h)$.

При выборе высот наименьшая высота 80 км была выбрана исходя из того, что ниже 80 км отношение концентраций основных компонент воздуха не меняется. Верхний предел определяется возможностью оттока образующихся электронов, поскольку остаточная масса атмосферы сравнивается с массовым пробегом электрона. Такой высотой является высота ~ 200 – 250 км и расчеты для 300 км сделаны просто для того, чтобы проследить тенденцию изменения $n_{sec}(En\theta, h)$.

Физико-математическая модель взаимодействия квантов и электронов с воздушной средой

Во всех расчетах принимается, что воздушная среда состоит из молекулярного азота и молекулярного и атомарного кислорода. Концентрации для различных высот вычислялись с использованием модели атмосферы MSIS [Hedin, 1991]. Использовался вариант MSIS 2000.

Процессы взаимодействия квантов энергии $h\nu$ с воздухом определялись сечениями поглощения $\sigma^{abs}(h\nu)$, ионизации $\sigma^{ion}(h\nu)$, а для N_2 и O_2 дополнялись сечениями образования ионизованной молекулы ($\sigma_{N_2^+}$, $\sigma_{O_2^+}$) и ионизованного атома – сечением диссоциативной ионизации σ_{N^+} и σ_{O^+} . Сечения для атомарного кислорода брались из библиотеки сечений EPDL97 [www-nds.iaea.org>epdl97]. Использовались сечение возбуждения $\sigma_o^{Excit}(h\nu)$ и сечения ионизации K , L_1 , L_2 , L_3 уровней, а также средние значения энергии пошедшей на возбуждение $\Delta_o^{Excit}(h\nu)$. Процессами когерентного и некогерентного рассеяния пренебрегалось ввиду их малости.

Более сложной задачей является выбор сечений для молекулярных составляющих. Имеющиеся в литературе данные [Kirby et al., 1979; Torr et al., 1979; Fennelly et al., 1992], получены обобщением экспериментально измеренных сечений и теоретических оценок. Сечения в работах Кирби и Феннели согласуются друг с другом достаточно хорошо, Хотя некоторые отдельные значения могут расходиться, что более заметно вблизи порогов ионизации. В дальнейших расчетах используются сечения из работы [Fennelly et al., 1992]. Верхний предел энергии квантов составляет 522,4 эВ, в то время как для корректного расчета ионизации от EVU и SXR в D-слое необходимо учитывать излучение с энергией не менее 2000 эВ, а лучше до ~ 10 КэВ. Поскольку при энергиях квантов более ~ 30 эВ для N_2 и O_2 $\sigma^{abs}(h\nu) = \sigma^{ion}(h\nu)$, то было проведено сравнение значений молекулярных сечений с удвоенным атомарным сечением. Результаты, представленные на рис. 1, показывают, что такой прием расширения энергетического диапазона используемых сечений допустим.

Выбор продукта ионизации – молекулярного или атомарного иона определяется «весом» данного канала ионизации – δ , равного отношению сечения образования иона к полному сечению ионизации, так

$$\delta_{N_2}^{N_2^+} = \sigma_{N_2}^{ionN_2^+} / \sigma_{N_2}^{ion}.$$

Сечения каналов ионизации для N_2 ограничены $h\nu = \sim 400$ эВ, а для O_2 $h\nu = \sim 520$ эВ. Чтобы продолжить возможность выбора продукта ионизации в сто-

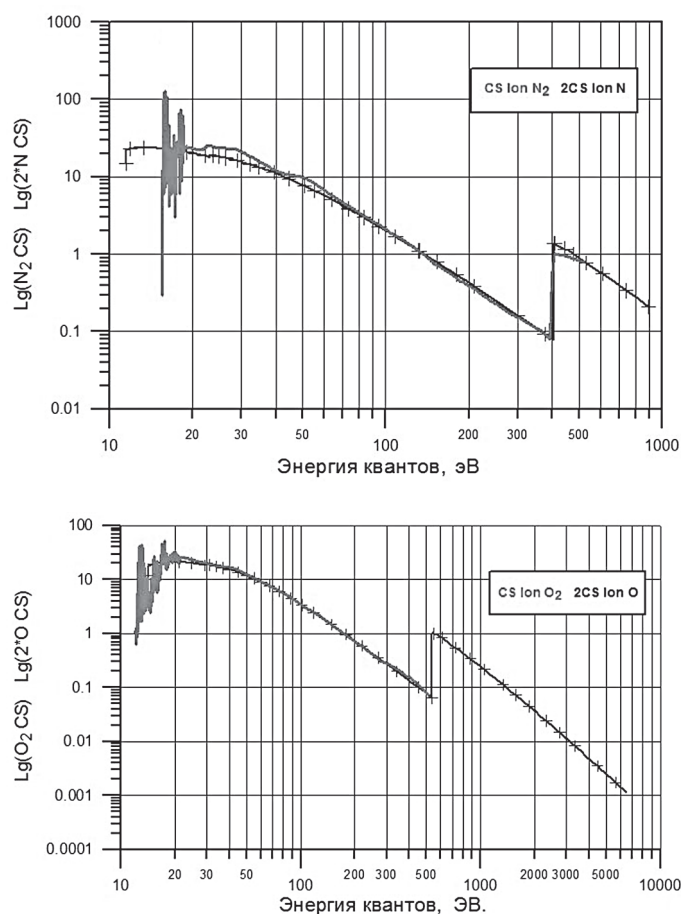


Рис. 1. Сравнение сечений ионизации молекулярных азота и кислорода с удвоенными сечениями атомарных N и O из EPDL97.

рону больших энергий были построены зависимости весов от энергий кванта. На рис. 2 показаны зависимости $\delta_{N_2}^{N_2^+}$ и $\delta_{O_2}^{O_2^+}$ от $h\nu$ при $h\nu$ более 100 эВ, из которых следует, что начиная с 200–300 эВ вклады молекулярных и атомарных каналов выходят на приблизительное равновесие.

В дальнейшем принималось, что все значения

$$\delta_{N_2}(h\nu > 400) = \delta_{N_2}(400), \text{ а } \delta_{O_2}(h\nu > 500) = \delta_{O_2}(500).$$

Потери энергии кванта в случае образования $N_2^+ - \Delta_{N_2}^{N_2^+}$ принимались равными энергии ионизации 14,5 эВ, $\Delta_{N_2}^{N_2^+} = 24,3$, $\Delta_{O_2}^{O_2^+} = 11,2$ и $\Delta_{O_2}^{O_2^+} = 18,7$ эВ.

При создании модели ионизации молекулярных атмосферных газов электронным ударом были использованы данные о сечениях из работ [Majeed and Strikfand, 1979; Itikawa et al., 1986; Itikawa et al., 1989; Itikawa, 2006; Itikawa, 2008]. Наиболее полные данные о сечениях для N_2 и O_2 содержатся в работах [Itikawa, 2006; Itikawa, 2008]. В этих работах приведены сечения всех процессов сопровождающих

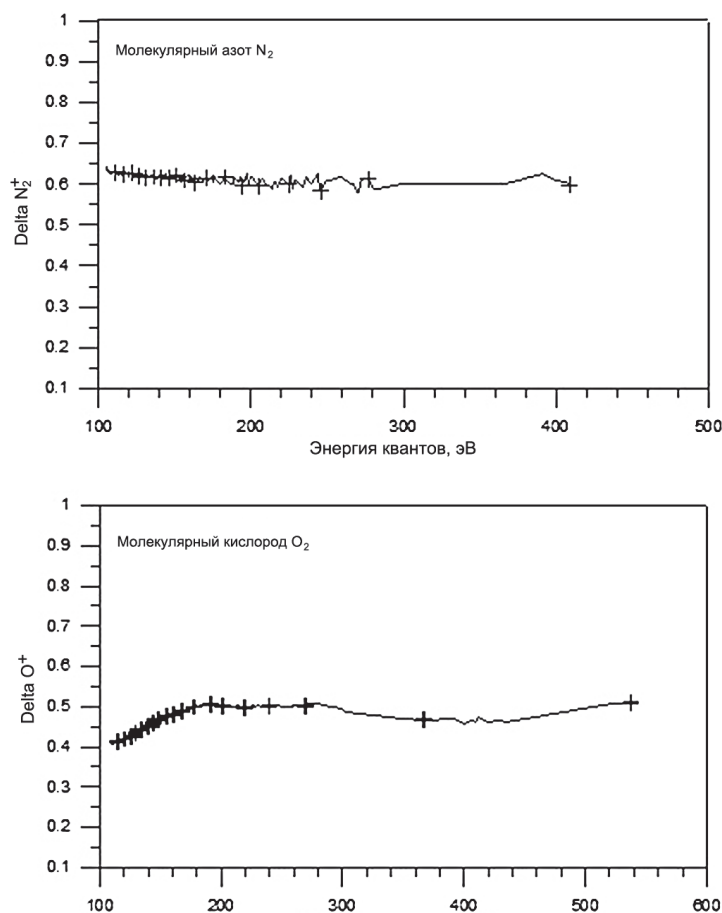


Рис. 2. Зависимость $\delta_{N_2^+}^{N_2^+}$ и $\delta_{O_2^+}^{O_2^+}$ от энергии квантов [Fennelly et al., 1992].

электронный удар: возбуждения ротационных и вибрационных состояний молекул, возбуждения электронных состояний, диссоциации, диссоциативной ионизации и ионизационных процессов с выходом молекулярных и атомарных ионов, включая дважды заряженные. Сечения даны для энергий электронов до 2000 эВ.

В модели воздействия электронов на воздушную среду учитывались все процессы потери энергии за исключением возбуждения ротационных уровней, так как этот процесс имеет значение только при энергиях ниже порога ионизации. Для N_2 определялись потери на возбуждение 13 молекулярных уровней:

$$A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^1\Sigma_u^-, a^1\Sigma_u, a^1\Pi_g, w^1\Delta_u, C^3\Pi_u, E^3\Delta_g^+, a''^1\Sigma_g^+, b^1\Pi_u, c^1\Sigma_u^+, b^1\Sigma_u^+$$

с энергиями возбуждения от 6.169 до 12.854 эВ. При построении зависимости сечений от энергии данные Итикавы дополнялись сечениями из работы [Majeed, 1979] с соответствующей перенормировкой для получения гладких зависимостей вплоть до энергии 2000 эВ.

Для молекулярного кислорода учитывались потери на возбуждение состояний:

$$A^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+, c^1\Sigma_u^-, A'(c)^3\Delta_u^-, A^3\Sigma_u^+, B^3\Sigma_u^-$$

с потерями энергии от 0,977 до 6,12 эВ.

Как и в случае N_2 частично сечения брались из работы [Majeed and Strikfand, 1979]. Сечения вибрационного возбуждения, диссоциации, диссоциативной ионизации и ионизации целиком взяты из [Itikawa, 2006; Itikawa, 2008]. Все сечения для атомарного кислорода взяты из библиотеки EEDL97. Используются сечения возбуждения, радиационных потерь, ионизации K, L_1, L_2, L_3 оболочек. Потери определяются как средние энергетические для электрона с заданной энергией и также берутся из EEDL97.

Наряду со знанием сечений для расчета процесса деградации энергии первичного электрона и определения энергии вторичного необходимо знание энергетических спектров вторичных электронов, возникающих при ионизационных столкновениях. Вторичными электронами считаются электроны, которые в ионизационном столкновении приобретают меньшую энергию, которая лежит в интервале

$$0 \leq E_{sec} \leq (En0 - \Delta E_{ion})/2,$$

где $En0$ энергия электрона до столкновения, а ΔE_{ion} потери энергии на ионизацию.

Для определения энергии вторичных электронов использованы спектры, взятые из работы [Oral et al., 1972]. Спектры получены экспериментально в диапазоне энергий первичных электронов от 50 до 2000 эВ. При энергиях меньших 50 эВ было использовано рекомендованное в этой же работе спектральное распределение вида

$$F(E_{sec}) = \frac{Const}{E_{sec}^2 + \hat{E}^2} \quad (1)$$

В (1) – \hat{E} подобранная по экспериментальным данным константа равная 11,4 и 15,2 эВ для N_2 и O_2 соответственно. Const – нормировочная константа. Используя энергетическое спектральное распределение (1), нормированное на 1 сводится к выражению:

$$F(E_{sec}) = \frac{\arctg(E_{sec}/\hat{E})}{\arctg(E_{max}/\hat{E})}, \quad (2)$$

где $E_{max} = (En0 - \Delta E_{ion})/2$

Такой вид спектров использовался при $20 \leq E_{sec} < 50$ эВ.

Для атомарного кислорода выборка энергии вторичного электрона из спектра не производилась, а использовалось среднее значение энергии вторичного электрона в функции от энергии первичного, даваемое в EEDL97.

Расчетная схема процесса образования вторичных электронов при фотоионизации и ионизации электронным ударом

Методом расчета вторичного электронообразования выбран метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). Начальная энергия фотоэлектрона определяется выбором компоненты атмосферы, на которой происходит ионизация; типа ионизационного процесса – образования молекулярного или атомарного иона при ионизации молекулы или ионизируемой оболочки атома при ионизации атомарного кислорода. Это позволяет найти энергию фотоэлектрона

$$En0 = hv - \Delta E_{ion}.$$

Частота выбора компоненты K из распределения нормированного на 1 определяется ее «весом» – η^K

$$\eta^K = \sigma_K^{ion}(hv) \cdot [K(h)] / \sum_k \sigma_k^{ion}(hv) \cdot [K(h)],$$

где $[K(h)]$ – число частиц сорта K на высоте h .

Принцип выбора типа продукта ионизации аналогичен и определяется отношением величины сечения данного канала ионизации к полному сечению. При ионизации молекулы вес получения молекулярного иона

$$\delta_{Mol}^K = \sigma_{ionMol}^K / (\sigma_{ionMol}^K + \sigma_{ionAtom}^K), \text{ а } \delta_{Atom}^K = 1 - \delta_{Mol}^K.$$

Такой же принцип заложен в определение ионизируемой оболочки атома. После этих выборов требуется проследить кинетику изменения энергии первичного электрона и создания им вторичных электронов. Далее таким же образом прослеживается кинетика вторичных электронов и создания ими электронов последующих поколений.

Начальный этап, также как и в случае квантов состоит из выбора компоненты. Единственное отличие состоит в том, что используется полное сечение σ_{el}^{tot} равное сумме сечений всех процессов, приводящих к потере энергии. После выбора компонента проводится выбор процесса взаимодействия (imp) с использованием

$$\delta^{imp} = \sigma_{el}^{(imp)} / \sigma_{el}^{tot}$$

и определяется энергия электрона после соударения. Если эта энергия меньше минимальной энергии ионизации $\Delta_{ion}^{min} = 11,2$ эВ (для O_2) то происходит переход к рассмотрению следующего электрона. При ионизационном соударении с молекулами производится выбор из спектра энергий энергии вторичного электрона, а энергия ионизирующего после столкновения

$$E_{el}^{first} = EnO - E_{el}^{sec}.$$

При ионизации O энергия вторичного электрона полагается средней по спектру $\langle E(EnO) \rangle$ и берется из таблиц EEDL97. Если энергия в процессе ионизации становится меньше Δ_{ion}^{min} , то этот электрон выбывает из рассмотрения. После определения E_{el}^{first} и E_{el}^{sec} цикл повторяется.

Выходными результатами являются усредненные по числу рассмотренных квантов или электронов:

- для квантов общее число электронов, созданных квантом данной энергии;
- для электронов число вторичных электронов.

Так же определяются числа созданных положительных ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ , которые для ряда программ расчета ионизационного состояния верхних слоев атмосферы, являются входными параметрами. Кроме того, программа позволяет выводить спектральные распределения электронов.

Полученные результаты

Расчеты числа электронов проводились для состава основных компонент атмосферы, соответствующего средней солнечной активности на высотах 80, 100, 120, 150, 200, 250 и 300 км. Числа фотоэлектронов получены для энергий квантов от 20 до 2000 эВ. При этом сетка энергий квантов выбрана так, что для K скачков поглощения расчет делался при энергиях $h\nu_K \pm 1$ эВ. Это позволяло проследить измене-

ние числа электронов, связанное с резким уменьшением энергии фотоэлектрона. Полученные зависимости числа образованных электронов от энергии кванта представлены в табл. 1 и на рис. 3.

Таблица 1

**Число электронов, образуемых при фотопоглощении квантов
в верхней атмосфере**

Энергия квантов, эВ	Высота, км						
	80	100	120	150	200	250	300
20	1	1	1	1	1	1	1
30	2	2	2	2	2	2	2
40	2	2	2	2	2	2	2
50	2	2,011	2,044	2,092	2,158	2,191	2,205
70	3,02	2,984	2,924	2,789	2,668	2,612	2,597
100	4,201	4,119	3,897	3,68	3,458	3,327	3,219
150	6,098	5,796	5,148	4,547	4,106	3,784	3,637
200	8,063	7,327	6,105	5,179	4,588	4,183	3,950
250	10,01	8,639	6,769	5,566	4,865	4,380	4,149
300	12,00	9,698	7,209	5,807	5,007	4,485	4,260
350	13,75	11,11	8,450	7,053	6,286	5,946	5,890
404	15,88	13,31	10,79	9,402	8,768	8,524	8,457
406	2,912	2,657	2,474	2,453	2,536	2,797	3,186
450	3,579	3,295	3,131	3,162	3,278	3,543	4,040
500	5,668	5,361	4,936	4,598	4,405	4,651	5,058
536	7,058	6,522	5,836	5,257	5,051	5,093	5,711
538	5,722	5,501	4,92	4,215	3,718	3,210	2,948
550	6,088	5,792	5,116	4,33	3,754	3,263	2,983
600	7,892	7,267	6,141	5,235	4,542	4,137	3,957
700	11,67	9,792	7,576	6,282	5,551	4,985	4,826
800	15,63	13,43	10,98	9,325	8,116	7,163	6,392
900	19,56	17,11	14,51	12,98	11,84	10,82	10,26
1000	23,50	21,02	18,43	16,97	15,90	15,37	14,92
1300	35,18	32,45	29,63	28,4	28,02	28,31	29,1
1500	42,44	39,59	36,79	35,57	35,54	36,44	37,55
1700	49,46	46,29	43,07	41,93	42,21	43,67	45,36
2000	59,96	56,43	52,82	51,62	52,17	54,1	56,7

На рис. 3 показаны зависимости числа электронов на высотах 80 и 300 км. Эти данные показывают, что зависимости числа электронов от $h\nu$ в диапазоне энергий EUV–SXR не монотонны, имеют скачки при энергиях K уровней. Энергетические цены колеблются от 15 до 180 эВ при изменении энергии квантов и высоты. Использование таких сложных зависимостей $N_{e\text{sec}}(h\nu, h)$ для массовых расчетов ионизационного действия солнечного излучения затруднительно. Поэтому для таких расчетов можно несколько изменить последовательность определения числа образованных электронов и, следовательно, скорости ионообразования Q_{ei} , ис-

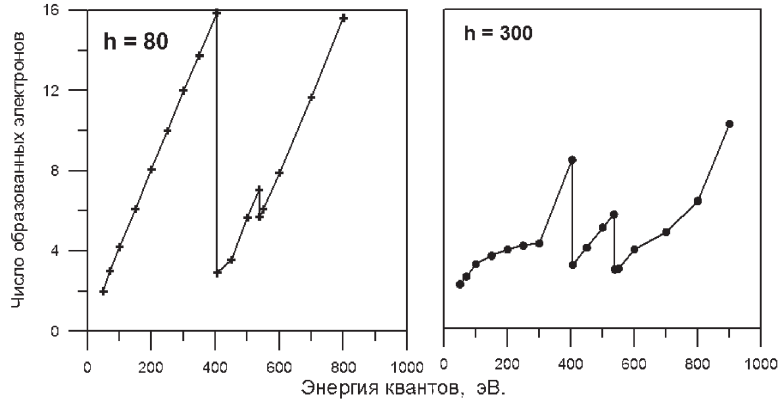


Рис. 3. Зависимости числа фотоэлектронов от энергии квантов на высотах 80 и 300 км.

пользуя зависимости $N_{e\text{sec}}$ от энергии первичного фотоэлектрона $En\theta = h\nu - \Delta E_{\text{ion}}$. Тогда:

$$Q_{ei} = \text{Flux}(h\nu, h) \cdot (n_{\text{sec}}^{N_2} + n_{\text{sec}}^{O_2} + n_{\text{sec}}^O) \quad (3)$$

$$n_{\text{sec}}^{N_2} = \sigma_{N_2}^{\text{ion}}(h\nu) \cdot N_2(h) \cdot \left[\begin{array}{l} \delta_{N_2}^{\text{ion}} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{N_2}^{\text{ion}}) + \\ \delta_{N_2}^{\text{Dision}} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{N_2}^{\text{Dision}}) \end{array} \right]$$

$$n_{\text{sec}}^{O_2} = \sigma_{O_2}^{\text{ion}}(h\nu) \cdot O_2(h) \cdot \left[\begin{array}{l} \delta_{O_2}^{\text{ion}} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{O_2}^{\text{ion}}) + \\ \delta_{O_2}^{\text{Dision}} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{O_2}^{\text{Dision}}) \end{array} \right]$$

$$n_{\text{sec}}^O = \sigma_O^{\text{ion}}(h\nu) \cdot O(h) \cdot [\delta_O^{\text{ionK}} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^K) + \delta_O^{\text{ionL}_1} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^{L_1}) + \\ \delta_O^{\text{ionL}_2} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^{L_2}) + \delta_O^{\text{ionL}_3} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^{L_3})]$$

В (3) δ – веса соответствующих процессов ионизации, а ΔE энергетические затраты на ионизацию.

Расчеты числа вторичных электронов выполнены для энергий от 20 до 2000 эВ. Набираемая статистика составляла 10000 историй первичных электронов, что обеспечивало статистическую точность расчетов $\sim 1\%$. Наряду с $N_{e\text{sec}}$ выдавались и числа образованных положительных ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ .

Полученные значения $N_{e\text{sec}}$ приводятся в табл. 2. На рис. 4 представлены зависимости $N_{e\text{sec}}(En\theta, h)$, полученные для высот 80 и 300 км.

Рисунок показывает, что начиная приблизительно с 500 эВ зависимость $N_{e\text{sec}}(En\theta)$ является монотонной и может быть аппроксимирована линейной функцией. Коэффициенты такой аппроксимации сведены в табл. 3. Введение аппроксимации позволяет расширить зависимость $N_{e\text{sec}}(En\theta)$ до $En\theta = 10^4$ эВ. Такое расширение физически оправдано, поскольку процессы взаимодействия электронов с N_2 , O_2 и O в интервале энергий 2000–10000 эВ не изменяются по их взаимной значимости, а заметный вклад радиационных потерь проявляется при энергиях больших $\sim 10^5$ эВ.

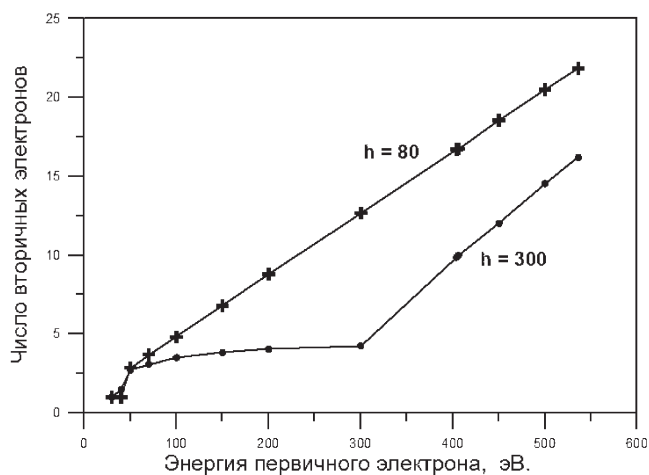


Рис. 4. Зависимость числа вторичных электронов от энергии первичного электрона для высот 80 и 300 км.

Таблица 2

Число электронов, образуемых при электронном ударе в верхней атмосфере

Энергия квантов, эВ	Высота, км						
	80	100	120	150	200	250	300
30	1	1	1	1	1	1	1
40	1	1,02	1,08	1,16	1,28	1,39	1,49
50	2,87	2,88	2,89	2,87	2,89	2,79	2,74
70	3,70	3,64	3,54	3,38	3,24	3,17	3,09
100	4,83	4,72	4,44	4,08	3,79	3,60	3,51
150	6,81	6,34	5,52	4,82	4,33	4,04	3,83
200	8,80	7,87	6,36	5,35	4,77	4,29	4,05
300	12,67	9,99	7,23	5,82	4,97	4,53	4,25
404	16,73	14,29	11,25	10,44	9,88	9,82	9,87
406	16,74	14,30	11,82	10,5	9,95	9,83	9,99
450	18,55	15,90	13,48	12,30	11,87	11,88	12,02
500	20,50	17,89	15,44	14,16	14,02	14,17	14,55
536	21,85	19,33	16,70	15,73	15,36	15,74	16,2
538	21,89	19,35	16,82	15,84	15,56	15,82	16,34
600	24,34	21,67	19,34	18,30	18,08	18,51	19,26
700	28,3	25,61	23,01	22,07	22,17	22,98	23,95
800	32,16	29,54	26,79	25,80	26,16	27,02	28,49
900	36,16	33,25	30,40	29,67	29,96	31,12	32,99
1000	40,16	37,16	34,12	33,36	34,01	35,35	37,2
1300	50,21	46,77	43,70	42,90	43,83	45,99	48,49
1500	57,16	53,54	49,88	49,06	50,13	52,86	56,17
1700	64,50	60,46	56,42	55,34	56,30	59,65	62,65
2000	75,2	70,61	66,49	64,74	66,11	69,57	73,90

Таблица 3

Коэффициенты аппроксимации зависимости числа вторичных электронов от энергии первичного электрона с энергией большей 2000 эВ $N_{\text{esec}}(En\theta) = a + b \cdot En\theta$

h , км	a	b
80	4,128605769	0,03550540865
100	2,695480769	0,03396322115
120	0,9582692308	0,03272740385
150	0,7500480769	0,03213257212
200	0,4645192308	0,03296177885
250	-0,4767307692	0,03531490385
300	-0,7255769231	0,03749663462

Провести сравнение полученных результатов с данными работы [Solomon and Liying, 2005], в которой приводятся данные о числе электронов, образуемых EUV и SXR, оказалось не возможным. В этой работе за базовое значение принимается число электронов, которые создает квант на высоте, для которой суммарный столб данной компоненты $\text{sum}[k\text{omp}]$ таков, что

$$\tau = \text{sum}[k\text{omp}] \cdot \sigma_{k\text{omp}}^{\text{abs}}(h\nu) = 1$$

и это значение $N_{\text{esec}}(h\nu)$ используется для расчета на всех высотах ниже этой высоты. Для больших высот учет излучения с этой энергией квантов не делается. Кроме того, приведенные в этой работе значения получены не для квантов с определенной энергией, а усреднены по интервалу энергий, который может составлять от десятка эВ до ~20 КэВ. В последнем случае разброс высот может составлять сотни километров.

Заключение

В работе получены зависимости числа вторичных электронов как от энергии кванта в случае его фотопоглощения, так и от энергии первичного электрона, при ионизации электронным ударом. Использование этих данных дает возможность, сравнительно просто, проводить расчеты скорости ионообразования как от моноэнергетических, так и от спектральных источников солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучений в диапазоне энергий от десятков эВ до ~10 кэВ. Поскольку наряду с числом вторичных электронов рассчитаны аналогичные зависимости и для положительных ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ , то полученные в работе результаты позволяют получать все необходимые входные данные для решения уравнений кинетики заряженных и нейтральных компонент ионосферной плазмы на высотах E- и D-слоев.

Литература

- Bailey, S.M., C.A. Barth, and S.C. Solomon // J. Geophys. Res. 2002. V107. P. 1205.
 Fennelly J.A. and D.G. Torr // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1992. V 51. P. 321.
 Hedin A.E. // J. Geophys. Res. 1991. V 96. P. 1159.

- Itikawa Y., M. Hayashi, A. Ichimura, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1986. V 15. No. 3. P. 985.*
- Itikawa Y., M. Hayashi, A. Ichimura, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1989. V 18. No. 1. P. 23.*
- Itikawa Y. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35. No. 1. P. 31.*
- Itikawa Y. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2008. V. 38. No. 1. P. 1.*
- Opal C.B., E.C. Beaty and W.K. Peterson // Atomic Data. 1972. V.4. P. 209.*
- Kirby K., E.R. Constantinides, S. Babeu, P. Oppenheimer and G.A. Victor // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1979. V. 23. P. 63.*
- Majeed T. and D.J. Strickland // J. Phys. Chem. Ref. Data 1997. V. 26. No 2. P. 335.*
- Solomon, S.C., P.B. Hays, and V.J. Abreu // J. Geophys. Res. 1988. V 93. P. 9867.*
- Solomon, S.C., and V.J. Abreu // J. Geophys. Res. 1989. V 94. P. 6817.*
- Solomon, S.C., S.M. Bailey and T.N. Woods // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 2149.*
- Solomon, S.C., and L. Qian // J. Geophys. Res. 2005. V.110, A10306.*
- Torr M., D.G. Torr, R.A. Ong // Geophys. Res. Lett. 1979. V. 6. No. 10. P. 771.*

УДК 533.95.3

ПЕРЕМЕЩЕНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНЫХ ИОННО- ЦИКЛОТРОННЫХ ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН

И.Х. Ковалева, А.Т. Ковалев

В работе предлагается модель перемещения крупномасштабных (~50–100 км) возмущений ионосферы с помощью механизма переноса плазмы ионно-циклотронными градиентно-дрейфовыми солитонами. В основе модели лежат представления о возбуждении первичной неустойчивости (Перкинса) с дальнейшим возбуждением на градиентах плотности нелинейных ионно-циклотронных дрейфовых волн, сопровождающихся перемещением зарядово-нейтральных сгустков плазмы и определяющих направление движения данной неоднородности. Условия возбуждения как первичной неустойчивости, так и микронеустойчивости вторичных дрейфовых волн связаны с определенными направлениями ионосферного электрического поля и нейтрального ветра.

Введение

Механизмы движения перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ-ов) находятся в процессе исследования. Природа их возникновения в целом понятна. Это акустические или акустико-гравитационные волны, вызванные природными и антропогенными возмущениями на поверхности Земли или в ионосфере. Однако данные возмущения имеют ярко-выраженную электромагнитную компоненту, перемещаются на большие расстояния. Имеющиеся экспериментальные данные ука-

зывают на различные по величине и направлению распространения скорости этих возмущений в дневное и ночное время, на связь через магнитосферу данных возмущений в магнитосопряжённых точках ионосферы. Поэтому сложившейся теории их движения в настоящее время нет. Так как регистрируется зависимость направления движения данных возмущений от величины и направлений ионосферного электрического поля и скорости нейтрального ветра, то одна из привлекаемых моделей возбуждения таких колебаний строится на основе модели Перкинса [Perkins, 1973]. Максимальные амплитуды возмущений в основном связывают с высотами максимального градиента концентрации электронов. Остаются нерешёнными вопросы связи данных возмущений с одновременно регистрируемыми в области E ориентированными вдоль поля иррегулярностями (так называемыми field-aligned irregularity – FAI). Развитие этих возмущений связано так же с возникновением вторичной турбулентности с длиной волны порядка метра, полноценной теории для которой в настоящее время тоже не существует.

В настоящей работе предлагается новый механизм движения возмущения в ионосфере, в частности, объясняющий ряд особенностей ПИВ-ов, регистрируемых в наблюдениях. Это гипотеза о ведущей роли в переносе вещества мелкомасштабной турбулентности, сопровождающей ПИВ-ы. При этом мелкомасштабная турбулентность формируется ионно-циклотронными градиентно-дрейфовыми солитонами [Ковалева, 2011]. Этот механизм позволяет объяснить целый ряд свойств ПИВ-ов. Рассмотрены возможности активизации данного механизма, приведён пробный расчёт смещения ионосферной неоднородности.

В первом разделе приведён краткий обзор экспериментальных данных, во втором – рассматриваются модели, существующие в настоящее время. В третьем разделе рассматривается предложенная модель и приводятся данные пробного расчёта. В заключении обсуждаются результаты рассмотрения, намечены нерешённые вопросы и направления дальнейшей работы.

Обзор экспериментальных данных

Рассмотрим основные свойства естественно возникающих перемещающихся возмущений (среднемасштабных ПИВ в русских обозначениях или MSTIDs – в английских) [Dominici, Cander, Zolesi 1997; Hernandez-Pajares, Juan, Sanz, 2006]. Данные возмущения регистрируются радарными, оптическими и другими методами измерений на протяжении нескольких десятилетий. Это волновые изменения плотности плазмы с размерами ~100 км и больше. Чаще всего максимальные возмущения характерны для высот 200–250 км и до F максимума, часто вблизи высоты максимального вертикального градиента плотности плазмы. Регистрируются амплитуды относительных изменений плотности от нескольких процентов до 50%. Периоды колебаний от нескольких минут до часов. Скорости перемещения 100–200 м/с. Для таких возмущений характерно наличие вторичных мелкомасштабных коротковолновых (~3 м) иррегулярностей. По-видимому, возможен целый ряд источников возбуждения данных возмущений – мощные ионосферные возмущения в полярной области, терминаторы, землетрясения, извержения вулканов, крупные взрывы и т.д. Если первоначально данные возмущения рассматривались как результат прихода на высоты F-области ионосферы акустико-гравитационных волн (АГВ), то по мере накопления экспериментальных данных были получены свидетельства о магнитогидродинамическом характере данных

возмущений, проявляющемся в целом ряде характеристик. Возмущения распространялись в определенных направлениях на большие расстояния (до 4000 км), тогда как АГВ затухают через несколько длин волн и трудно объяснить распространение АГВ волны в строго определенном направлении. На основе большой статистики стало ясно, что частота появления данных возмущений имеет явно выраженные суточные и сезонные зависимости [Hernandez-Pajares, Juan, Sanz, 2006]. Оказалось, что данное возмущение возникает одновременно в магнитосопряженных точках ионосферы [Otsuka et al., 2004]. Если первоначально считалось, что это результат проекции поляризованного электрического поля на сопряженную ионосферу, то потом выяснилось, что такая передача возмущения в сопряженную ионосферу возникает из зимнего полушария в летнее, но не наоборот. Была предложена модель передачи возмущения через магнитозвуковую волну [Afraimovich et al., 2009]. Все эти факторы подтверждают магнитогидродинамическую природу данных возмущений. К ионосферным явлениям того же вида (с привлечением для них тех же теоретических моделей) относят и вертикальные всплывания ионосферной плазмы. Например, в средних широтах в ходе радарных исследований регистрировались достаточно резкие всплывания (скорость ионов 470 м/с) турбулентных областей ионосферной плазмы слоя F с поперечными размерами 50–100 км [Behnke, 1979; Fukao, Kelley, 1991]. Электрическое поле, регистрируемое в этих областях, – 10–17 мВ/м. Горизонтальный градиент становится таким же крутым, как вертикальный в спокойных условиях (спад плотности в e раз на расстоянии 30 км). Высота всплывания составляет 50 и даже 100 км. Такие всплывания так же характерны для ночной ионосферы. Это объясняется тем, что необходимые для развития неустойчивости направления ветров характерны для ночи, утренних или вечерних часов (особенно зимой) [Hedin et al., 1991].

Обзор моделей

Описание приведенных выше явлений на основе модели Перкинса было предложено в работе [Kelley, Fukao, 1991] и в дальнейшем развито в целом ряде работ. В основе модели лежат представления о динамическом равновесии ионосферной плазмы в спокойных условиях, поддерживаемом балансом между гравитационными силами, воздействием термосферного нейтрального ветра и поляризованным электрическим полем. Данное равновесие неустойчиво при некоторых направлениях нейтрального ветра и электрического поля. В средних широтах такие направления ветра присутствуют в основном в ночное время. Различные источники возмущений (в том числе и АГВ) приводят к возникновению градиентов плазмы поперек силовых линий магнитного поля и поляризованных полей, нарушающих данное равновесие. Возникающее в результате магнитогидродинамическое возмущение передается, в том числе и в магнитосферу в виде магнитозвуковой волны.

По модели Перкинса [Perkins 1973] сохраняется грубый баланс между гравитацией и силой $J \times B$, возникающей в результате воздействия нейтрального ветра или электрического поля. Если гравитации противостоят южная компонента нейтрального ветра u_s и зональная компонента электрического поля E_e , направленная на восток, уравнение баланса сил по вертикали можно выразить уравнением:

$$[E_e/B + u_s \sin(D)] \cos(D) = \frac{g}{\langle v \rangle} \sin^2(D)$$

Здесь D – дипольный угол магнитного поля; g – ускорение свободного падения $\langle v \rangle$ – проинтегрированная по высоте частота соударений ион-нейтрал.

При данных направлениях равновесие является неустойчивым. Инкремент неустойчивости равен

$$\gamma = (g/H \langle v \rangle) \cdot [\sin^2(D) \sin^2(\theta/2) / \cos(\theta)]$$

$$\theta = \tan^{-1}[(u_e B - E_s) / (E_e + u_s B \sin D)]$$

H – шкала высот нейтральной атмосферы; u_e – восточная компонента ветра, E_s – южная компонента электрического поля. Эта модель была предложена для объяснения возникновения и движения MSTIDs, всплывания областей плазмы и т.д. [Kelley, Fukao, 1991].

Так как инкремент такой неустойчивости достаточно мал, то предполагается наличие какого-то внешнего источника возбуждения, дающего первоначальные градиенты плотности и вторичных неустойчивостей, обеспечивающих формирование вторичной мелкомасштабной турбулентности с регистрируемыми скоростями ионов. В качестве агента, возбуждающего первичную неустойчивость, рассматриваются гравитационные волны, формирующие колебания плотности в области E. В качестве вторичной неустойчивости рассматриваются различные плазменные механизмы типа градиентно-дрейфовой неустойчивости, но направления распространения волн не находят объяснения в рамках теории линейных дрейфовых волн, которые не могут распространяться перпендикулярно скорости дрейфа.

Данная модель получила дальнейшее развитие в ряде работ [Kagan, Kelley, 1998; Hamza, 1999, Kelley, Makela, 2003; Zhou et al., 2005] с целью решить возникающие противоречия. Одной из основных нерешённых к настоящему времени проблем являются регистрируемые в наблюдениях направления распространения возмущений типа ПИВ-ов, не согласующиеся с моделью Перкинса. В расчёты по модели Перкинса был введён учёт влияния градиентов в горизонтальном направлении [Hamza, 1999], сделаны попытки нелинейного рассмотрения уравнений, описывающих данную неустойчивость [Zhou et al., 2005].

В первоначальной модели Перкинса малость инкремента неустойчивости определяется малостью величины равновесного электрического поля, а также малостью отношения

$$v_{in} / \Omega$$

где v_{in} – частота столкновений ион-нейтрал, Ω – циклотронная частота. Кроме того, в ней предполагалась однородность и неизменность полного электронного содержания (ТЕС – total electron content) в рассматриваемой области. Учет нейтрального ветра со скоростью U_n [Hamza, 1999; Zhou et al., 2004] увеличивает возможность роста этой неустойчивости. Hamza [Hamza, 1999] в своей модели учел возможность неоднородности и изменения ТЕС и ввел исходную неоднородность ТЕС и интегральной педерсеновской проводимости в условие равновесия. При этом уже при малых исходных неоднородностях он, в отличие от Перкинса (у которого скорость роста не зависит от волнового числа), получил, что структуры меньшего масштаба растут быстрее. Другой механизм ускорения роста неустойчивости Перкинса предложен [Yokoyama et al., 2009] В данной работе рассматривается связь между неустойчивостью Перкинса в F-слое с неустойчивостью спорадического слоя E (E_s). При этом ведущую роль играет неустойчивость E_s , неустойчивость Перкинса усиливает эти возмущения. Максимально быстрый рост достигается, если в обеих об-

ластях выполняются условия возникновения структур вытянутых в направлении северо-восток – юго-запад. Связь между ними осуществляется через зональную компоненту возмущенного электрического поля.

Модель с дополнительным переносом ионно-циклотронными дрейфовыми солитонами

На основе проведённого рассмотрения предполагается следующая модель. Предполагается, что ионосферная плазма находится в динамическом равновесии, определяемом балансом между гравитационными силами, воздействием нейтральных ветров и поляризационного электрического поля. При условиях, когда данное равновесие неустойчиво, внесение в плазму дополнительного градиента поперек силовых линий магнитного поля формирует возмущения электрического поля, возбуждает неустойчивость Перкинса на масштабе ~100 км. За счёт вторичной мелкомасштабной неустойчивости, параметры которой рассмотрены ниже, происходит достаточно интенсивный перенос плазмы в определённом направлении, формируется магнитозвуковое возмущение, уходящее вдоль магнитного поля в магнитосферу (давая возможность генерации процесса и в сопряжённой ионосфере). Направление возможного перемещения возмущения или образование вихря целиком обусловлены соотношением между направлениями электрического поля и нейтрального ветра, так как эти параметры определяют направление движения вторичной турбулентности.

Предполагается, что вторичная турбулентность играет ведущую роль в определении направления распространения и характере развития возмущения. Сильная микротурбулентность рассматривается как газ ионно-циклотронных солитонов огибающей, являющихся решением уравнения Гинзбурга-Ландау, полученного для таких солитонов в работах [Ковалёва, 2009, 2011]. В зависимости от направления нейтрального ветра и электрического поля данные солитоны могут возбуждаться и перемещаться только в определённых направлениях, что и определяет направление движения общего возмущения. Рассмотрим условия возбуждения, направления распространения дрейфовых солитонов, их частоты и длины волн.

Нелинейные ионно-циклотронные волновые возмущения были рассмотрены в упрощённом виде – одномерных волн, распространяющихся поперек силовых линий магнитного поля (с небольшой компонентой вдоль магнитного поля) с движением электронов приближенно вдоль магнитного поля (с небольшой поправкой, учитывающей инерцию и диссипацию электронов). Было проведено разложение по малому параметру методом Крылова-Боголюбова-Митропольского системы магнитогидродинамических уравнений. В результате такого разложения было получено уравнение Гинзбурга-Ландау для описания нелинейных волновых возмущений вида:

$$i\psi_t + P\psi_{\xi\xi} + Q|\psi|^2\psi = iC_0 + C_1\psi_{\xi} + iC_2\psi_{\xi\xi} + iC_3|\psi|^2\psi - \chi\left(\int_{-\infty}^{\xi} |\psi|^2 d\xi\right)\psi + R\psi,$$

где ψ – огибающая волнового пакета электрического поля в нелинейном волновом возмущении ($E = \psi \cdot e^{i(kx - \omega t)}$). Левая часть уравнения представляет обычное нелинейное уравнение Шредингера для ионно-циклотронных волн с коэффициентами P и Q . Член линейной накачки и затухания с коэффициентом C_0 определяется величиной градиента плотности плазмы, квазистационарного электрического поля и частотой соударений ионов (в качестве диссипативной компоненты). Дополни-

тельные члены с коэффициентами C_2 и C_3 возникают при учёте инерционности и столкновений электронов. Решением данного уравнения являются солитоны огибающей (волновые пакеты) с меняющейся несущей частотой (с чирпом) [Ахмедиев, Анкевич, 2003] Необходимо отметить, что для возбуждения солитонов необходимо превышение порогового значения градиента плотности плазмы поперек магнитного поля. Это пороговое значение может быть уменьшено электрическим полем, направленным вдоль направления градиента. Вторым условием существования солитонов является отсутствие дрейфа плазмы в направлении их движения. Таким образом, при наличии градиентов направления движения солитонов полностью определяются соотношением между направлениями градиента плазмы, скорости дрейфа и электрического поля. Эти условия возбуждения соответствуют направлениям распространения регистрируемых ПИВ-ов относительно направлений электрического поля и крупномасштабного дрейфа плазмы. Солитонные колебания могут возбуждаться на высотах областей E и F, имеют несущие частоты порядка десятка-сотен герц, длины волн ~ нескольких метров. Самым важным для процессов переноса является то, что движение волнового пакета сопровождается движением зарядово-нейтрального сгустка плазмы. Возмущение плотности плазмы, соответствующее солитону представлено на рис. 1. Волновое возмущение находится на заднем фронте перемещающегося сгустка плотности. Движение происходит по направлению оси X. Фоновое изменение плотности плазмы приведено наклонной линией. Направление движения обозначено стрелкой. В соответствии с данными спутника DE2 можно сказать, что для F-области ионосферы характерные размеры сгустков 2–10 км с относительными амплитудами 0,1–0,001 от фонового уровня плотности плазмы. Скорости перемещения подобных структур составляют от ~300 до ~1000 м/с.

Таким образом, можно предположить, что с помощью газа солитонов осуществляются процессы переноса на микроуровне, определяя направление и форму движения возмущения.

При моделировании решение системы магнитогидродинамических уравнений на макроуровне сочетается с элементами моделирования методом песочной гор-

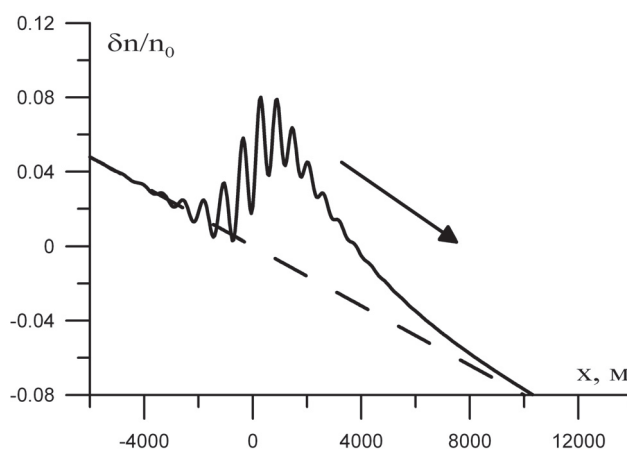


Рис. 1. Волновая форма флуктуаций плотности в ионно-циклотронном градиентно-дрейфовом солитоне.

Изменение плотности фоновой плазмы приведено пунктиром, направление движения – стрелкой.

ки [Bak, Tang, Wiesenfeld, 1988; Hwa, Kardar, 1992; Diamond, Hahn, 1995; Newman, Carreras, Diamond, 1996]. В основе модели песочной горки, как модели самоорганизованной критичности, лежит представление о том, что плазма находится в состоянии, близком к пороговому по градиенту плотности. При превышении порога возбуждается механизм транспорта плазмы, подобный механизму схода лавины или осыпания песочной горки. Сгустки плазмы переносятся на большие расстояния в определённом направлении – против направления градиента. Система стремится опять выйти на пороговое состояние. Модели самоорганизованной критичности уже на протяжении нескольких десятилетий предлагаются, как парадигма для понимания динамики профиля плазмы, формирования её границы и т.д. Аргументами, поддерживающими применение данной модели, является регистрируемый в экспериментах вспыхивающий характер транспорта плазмы поперек магнитного поля и длиннопериодные корреляции флуктуаций (что не позволяет использовать модели стохастической турбулентности). Основным вопросом при формировании таких моделей является вопрос о том, какая неустойчивость, какой процесс формирует «песчинки», отвечающие за перенос плазмы в механизме «схода лавины». В настоящей работе в качестве «песчинок» используются ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые солитоны с чирпом. Сгустки плотности конечной длины и амплитуды, определяемой величиной превышения порогового градиента, перемещаются в направлении обратном градиенту. Форма каждого сгустка плотности имеет вид:

$$\rho(\tilde{x}) = A \exp(-\lambda \tilde{x}) \int_{-\infty}^x \frac{\exp(\lambda \tilde{x}) d\tilde{x}}{\cosh^2(\alpha \tilde{x})}$$

где \tilde{x} – направление противоположное градиенту плотности поперек геомагнитного поля, определяемое условиями возможности возбуждения солитонов. Параметры α и λ соответствуют солитонам на данных высотах. Амплитуда сгустка $A \sim 0,001-0,01$ от фоновой плотности. В направлении, перпендикулярном градиенту, сгусток имеет гауссову форму (с размером, меньшим характеристической высоты).

Область расчёта в ионосферной плазме разбивалась на сетку размером порядка 0,1 от размера области градиента. Ячейка сетки, в которой возбуждается солитон и локализуется максимум сгустка, выбиралась случайным образом из тех, в которых градиент плотности плазмы выше порогового значения. Затем сгусток плазмы данной формы и амплитуды перемещался на одну ячейку вниз по градиенту. Возникшая конфигурация распределения плотности накладывалась на расчетную сетку для магнитогидродинамического (МГД) расчёта и решались уравнения изотемпературной МГД для отрезка времени равного размеру ячейки, деленному на скорость сгустка. Затем сгусток перемещался еще на одну ячейку сетки, и снова решались уравнения МГД. При этом прослеживалась «судьба» сгустка. Когда максимум сгустка покидает область градиента, включается процесс его затухания. В данных расчетах использовалось экспоненциальное затухание скорости его движения на характерной длине 2–3 размера солитона (для всего диапазона высот). При более точном моделировании необходимо учитывать высотную зависимость скорости затухания нелинейной структуры. После выхода сгустка из области градиента формировался новый сгусток. Одновременно прослеживалось движение не более трех сгустков. На рис. 2 приведён пример расчёта, в котором наряду с МГД движением прослежено движение и затухание ~ 100 сгустков (солитонов).

Первоначальное возмущение плотности плазмы предполагается на высоте ~ 150 км (приведено на верхней панели). В результате градиента формируется поток нелинейных структур в виде ионно-циклотронных солитонов на ионах NO^+ ,

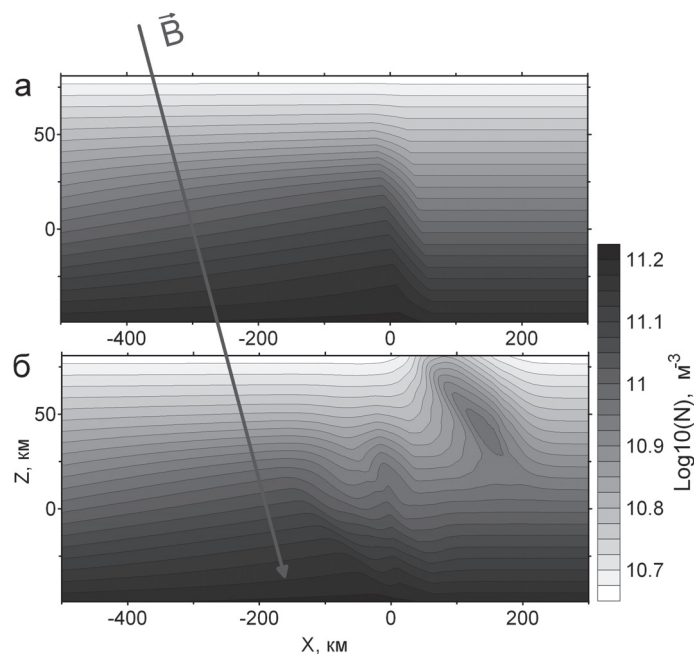


Рис. 2. Пример модельного расчета движения ионосферного возмущения, сформированного градиентом плотности: а – начальное распределение плотности ионов NO^+ ; б – распределение плотности, формирующееся в результате движения.

имеющих в данном случае наибольший градиент поперек геомагнитного поля вверх. Перемещение солитонов поперек магнитного поля даёт смещение плазмы с некоторым подъёмом, формируя характерные наклонные сгустки плазмы (показанные на нижней панели). Полный высотный профиль плазмы составляют приведённое распределение ионов NO^+ совместно с высотным профилем ионов атомарного кислорода. Данный результат воспроизводит распределение неоднородностей плазмы на этих высотах, формируемое под воздействием техногенного источника [Kunitsyn et al., 2012].

Заключение

В работе предложена модель, описывающая динамику крупномасштабных возмущений, возбуждаемых в ионосфере. Предложен новый подход к рассмотрению этого явления, основанный на связи разномасштабных процессов, представлении о развитии возмущения как нарушении ионосферного динамического равновесия, в котором источником энергии является не только энергия возмущения, но и энергия ионосферного электрического поля и нейтральных ветров. В качестве дополнительного источника переноса вещества в крупномасштабном возмущении предложены нелинейные градиентно-дрейфовые ионно-циклотронные волновые возмущения с длинами волн \sim метра, сопровождаемые движением сгустков плотности плазмы размера $\sim 2\text{--}10$ км. Учёт при моделировании переноса плазмы движения возбуждаемых солитонов методом песочной горки позволяет объяснить целый ряд свойств ПИВ-ов. В дальнейшем предполагается рассмотреть возможности воз-

буждения и движения по данному механизму крупномасштабных возмущений ионосферы различной природы, более детально рассмотреть электродинамическую составляющую данного процесса и определить характерные признаки, позволяющие идентифицировать реализацию именно этого механизма.

Литература

- Afraimovich E.L., S.V. Voyeikov, I.K. Edemskiy, Yu.V. Yasyukevich.* Ionosphere wave parkets excited by the solar terminator: AGW or MHD origin? // Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Moscow, Russia, August 18–21, 2009.
- Bak, P., Tang C., Wiesenfeld K.,* Self-organized criticality // Phys. Rev. A 1988. V. 38. PP. 364–373.
- Behnke R.A.,* F layer height bands in the nocturnal ionosphere over Arecibo // J Geophys. Res. 1979. V. 84. PP. 974–978.
- Diamond P.H., Hahn T.S.,* On the dynamics of turbulent transport near marginal stability // Phys. Plasmas 1995. V. 2 (10). PP. 3640–3649.
- Fukao S., Kelley M, Shirakawa T., et al.* Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere. 1. Observational results by the MU radar // J Geophys. Res. 1991. V. 96. NA3. PP. 3725–3746.
- Hamza A.M.* Perkins instability revisited. // J. Geophys. Res. 1999, V. 104, N. A 10. PP. 22567–22575.
- Hernandez-Pajares M., J.M. Juan, J. Sanz.* Medium-scale traveling ionospheric disturbances affecting GPS measurements: Spatial and temporal analysis // J. Geophys. Res., 2006. V. 111. A07S11, doi:10.1029/2005JA011474.
- Hedin A.E., M.A. Biondi, R.G. Burnside, G. Hernandez, R.M. Johnson et al.* // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. PP. 7657–7688.
- Hwa T., Kardar M.,* Avalanches, hydrodynamics, and discharge events in models of sandpiles // Phys. Rev. A 1992. V. 45. PP. 7002–7023.
- Kagan L. M., Kelley M.C.* A wind-driven gradient drift mechanism for mid-latitude E-region ionospheric irregularities // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. N. 22. PP. 4141–4144.
- Kelley M, Fukao S.* Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere. 2. Theoretical framework // J Geophys. Res. 1991. V. 96. N. A3, PP. 3747–3753.
- Kelley M.C., Makela J.J.* Resolution of the discrepancy between experiment and theory of midlatitude F-region structures // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. N. 13, PP. 2589–2592.
- Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Frolov V.L., Komrakov G.P., Nazarenko M.O., Padokhin A.M.* Sounding of HF Heating-Induced Artificial Ionospheric Disturbances by Navigational Satellites Radio Transmissions // Radio sci. 2012. V. 47. RS0L15, 13 PP., doi:10.1029/2011RS004957.
- Newman D.E., Carreras B.A., Diamond P.H.,* The dynamics of sandpiles with a sheared flow // Phys. Lett. A, 1996. V. 218. PP. 58–63.
- Otsuka Y., K. Shiokawa, T. Ogawa, P. Wilkinson.* Geomagnetic conjugate observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at midlatitude using all-sky airglow imagers // Geophys. Res. Lett., 2004. V. 31. L15803, doi:10.1029/2004GL020262.
- Perkins F.* Spread F and Ionospheric Currents // J. Geophys. Res. 1973. V. 78, No 1. PP. 218–226.
- Saito A., Nishimura M. Yamamoto M., Fukao S., Tsugawa Y., Otsuka Y., Miyazaki S., Kelley M.C.* Observations of traveling ionospheric disturbances and 3-m scale irregularities in the nighttime F-region ionosphere with the MU radar and a GPS network // Earth Planets Space 2002. V. 54. PP. 31–44.
- Yokoyama, T., D.L. Hysell, Y. Otsuka, and M. Yamamoto,* Three-dimensional simulation of the coupled Perkins and Es-layer instabilities in the nighttime midlatitude ionosphere // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. A03308.

Zhou, Q., J.D. Mathews, Q. Du, and C.A. Miller, A preliminary investigation of the pseudo-spectral method numerical solution of the Perkins instability equations in the homogeneous TEC case // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2005. V. 67. PP. 325–335.

Ахмедиев Н.Н., А. Анкевич. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. М.: Физматлит, 2003.

Ковалева И.Х. Нелинейные ионно-циклотронные дрейфовые модуляции в нижней ионосфере Земли // Проблемы взаимодействующих геосфер: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 305–313.

Ковалева И.Х. Нелинейные ионно-циклотронные дрейфовые волны в нижней ионосфере Земли // Межгеосферные взаимодействия (Москва 26–27 сентября 2011 г.): материалы семинара-совещания ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2011. С. 74–89.

УДК 519.634

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ ПРИ РАБОТЕ НАГРЕВНЫХ СТЕНДОВ

***Ю.И. Зецер, Ю.С. Рыбнов, А.Т. Ковалев, И.Х. Ковалева,
О.П. Попова, В.А. Харламов***

В статье рассмотрены вопросы генерации низкочастотных волновых возмущений в атмосфере-ионосфере при работе нагревных стендов. Приведены результаты натурных наблюдений за низкочастотными колебаниями давления на поверхности Земли. В целом ряде экспериментов зарегистрировано появление волнового импульса при работе передатчика нагревного стенда в режиме Х-моды. Предложена простая модель для оценки движения формирующейся нагретой области газа на высоте 80÷120 км. Разработана модель отклика ионосферы на данное возмущение в виде крупномасштабных колебаний плотности плазмы на высотах 200 км и выше. Основной механизм переноса плазмы на указанных высотах осуществляется с помощью ионно-циклотронных дрейфовых солитонов, рождающихся на градиенте плотности. Проведён тестовый расчёт развития ионосферного колебательного возмущения. Теоретические оценки удовлетворительно совпадают с результатами натурных наблюдений.

Введение

Исследования процессов нелинейного взаимодействия мощного коротковолнового радиоизлучения с ионосферной плазмой, приводящих к возрастанию температуры нейтральной компоненты плазмы [Гуревич, 1974; Григорьев, 1975] были начаты в 70-х гг. Если нагрев нейтралов достаточно интенсивен, то это может привести к генерации внутренних гравитационных волн (ВГВ) благодаря подъему и остыванию прогреваемой области [Григорьев, 1975]. Возникающие ВГВ распространяются в различных направлениях, в том числе могут достигать поверхности Земли [Григорьев, 1999], а также вызывать возмущения в вышележащих слоях

ионосферы, в том числе распространяющиеся на большие расстояния. В настоящей работе представлены результаты комплексных исследований низкочастотных волновых возмущений нейтральной среды и ионосферной плазмы, возникающих при работе нагревного стенда.

Возмущения давления на поверхности Земли при работе нагревного стенда

Измерения колебаний давления у поверхности Земли при работе нагревного стенда Сура (56.15 с.ш.; 46.12 в.д.) проводились в районе п. Новая Жизнь расположенного приблизительно в 25 км на юг от стенда. Для измерений использовались микробарометры, имеющие следующие технические характеристики:

- полоса регистрируемых частот – $3 \cdot 10^{-4} \div 10$ Гц;
- динамический диапазон – $0,05 \div 200$ Па

Вся информация записывалась фрагментами по 180 мин с частотой дискретизации 20 Гц. Синхронизация записей и привязка к точному времени осуществлялась от приемника GPS.

С 2007 по 2011 гг. было проведено 9 сеансов наблюдений. В 6 сеансах, когда передатчик работал в режиме излучения в течение 30–50 мин, были зарегистрированы характерные импульсы давления. Нагревный стенд работал на несущей частоте 4785 кГц в X-моду, при эффективной излучаемой мощности 750 МВт.

На рис. 1 приведены три часовых фрагмента исходных записей (сплошные линии), синхронизованные по началу работы стенда в 11:00 московского времени, для 06.07.2009, 07.07.2009 и 08.07.2009 [Попова, Рыбнов, 2010]. Через 5–7 мин после начала работы стенда наблюдался небольшой подъем давления с последующим значительным уменьшением давления, достигающим минимума через ~5 мин. После чего в течение ~5 минут происходило восстановление давления до первоначального уровня, сопровождающееся более высокочастотными колебаниями. Импульсы давления, зарегистрированные в разные дни, удовлетворительно совпадали друг с другом, как по началу вступления, так и по длительности. Длительность импульса атмосферного давления составляла ≈ 10 мин, а амплитуда импульса не превышала 1 Па (рис. 1).

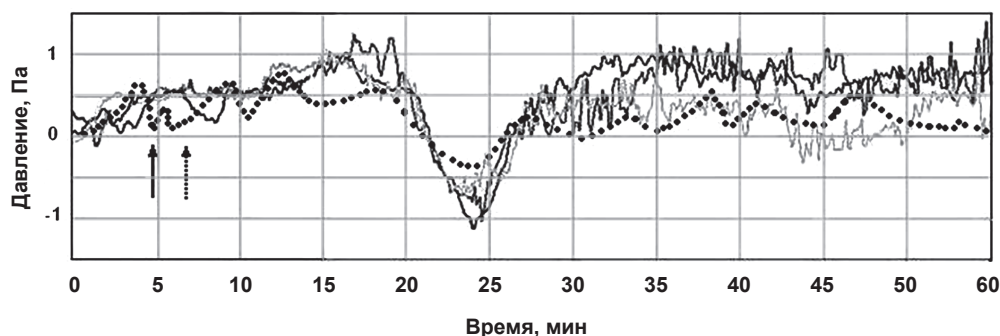


Рис. 1. Колебания давления, измеренные на поверхности Земли при работе нагревного стенда Сура на расстоянии 25 км от стенда в июле 2009 г (сплошные кривые) и при работе нагревного стенда HIPAS на расстоянии 35 км от стенда (точечная кривая).

Соответствующими стрелками показано время начала работы стендов.

Регистрация возмущений давления на поверхности Земли проводилась и при работе нагревного стенда HIPAS (65.0 с.ш.; 213 в.д.) на расстоянии 35 км от стенда [Minami et al., 1999]. Нагревный стенд работал на частоте 2,85 МГц с эффективной излучаемой мощностью 80 МВт в режиме: 10 мин нагрев – 10 мин пауза. Так же как и на Сура был зафиксирован импульс изменения давления амплитудой менее $\approx 0,6$ Па, сопровождавшийся низкочастотными колебаниями с периодом ≈ 10 мин (рис. 1). Были определены высота источника возмущений и скорость их распространения – ≈ 90 км и ≈ 210 м/с соответственно. Как видно из рис. 1 в экспериментах на нагревных стендах Сура и HIPAS наблюдается подобие как волновых форм импульсов, так и их параметров.

Кроме того, в сентябре 2009 г., был проведен ряд измерений на расстоянии 480 км от нагревного стенда Сура [Попова, Рыбнов, 2010]. Сигнал был зарегистрирован 21, 22 и 25 сентября (начало работы стенда 9:00 московского времени, X-мода, эффективная излучаемая мощность 750 МВт). Характерные измеренные импульсы давления приведены на рис. 2. Сопоставление рисунков 1 и 2 показывает, что длительности импульсов давления увеличиваются с расстоянием от источника [Hines, 1960; Hunsucker, 1982] при сохранении их формы, что косвенно может свидетельствовать в пользу того, что источником возмущения является нагревный стенд и колебания давления соответствуют ВГВ.



Рис. 2. Колебания давления, измеренные на поверхности Земли при работе нагревного стенда Сура на расстоянии 480 км от стенда в сентябре 2009 г.

Как правило, ВГВ регистрировались в утренние часы, при этом перед началом сеанса нагрева ионограммы демонстрировали присутствие увеличенных электронных концентраций на высотах 100–120 км (см. ионограмму, рис. 3) в виде E или E-спорадических слоев. Во всех случаях отсутствия E или E-спорадических слоев ВГВ не наблюдалось. Как показано в [Blanc, 1984; Francis, 1973; Hines, 1960], колебания атмосферы наиболее эффективно возбуждаются на высотах $\approx 80\div 120$ км. Можно предположить, что необходимым условием эффективного формирования и всплытия нагретой области нейтрального газа является наличие E или Es слоя.

Следует отметить, что в работе [Mishin et al., 2012] сообщается о наблюдении атмосферных гравитационных волн (в принятой терминологии – ВГВ), возможно вызванных работой нагревного стенда HAARP (62.4 с.ш.; 214.9 в.д.), в F₂ области ионосферы. Авторы [Mishin et al., 2012] утверждают, что источник возмущений так-

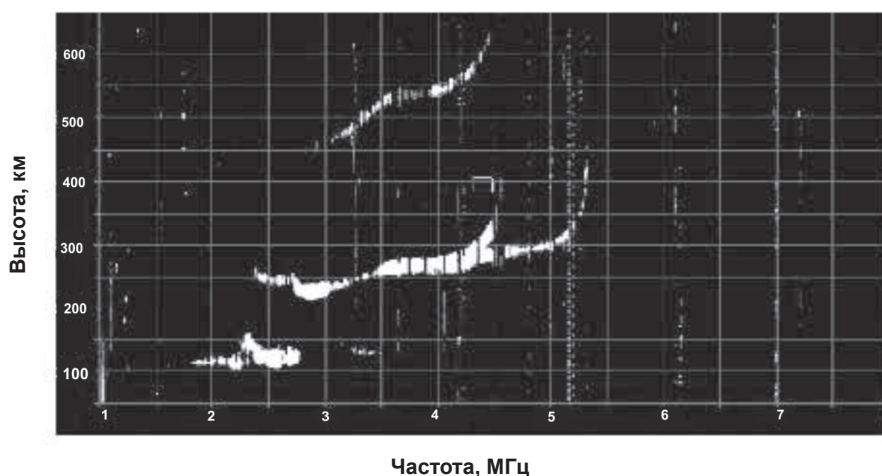


Рис. 3. Ионограмма перед сеансом нагрева, 08:57 22 сентября 2009 г.
Соответствующие колебания давления приведены на рис. 2.

же располагается в F_2 области ионосферы. Можно предположить, что существуют разные механизмы возбуждения атмосферных возмущений.

Движение нагретой области газа

В основе дальнейшего рассмотрения лежит гипотеза о том, что регистрируемые возмущения вызываются всплытием нагретой стеном области нейтрального газа. Характер движения объема нагретой области во времени можно оценить по упрощенной газодинамической модели, в которой предполагается, что нагреваемая область имеет сферическую форму с начальным радиусом r_0 с вовлечением окружающего газа (коэффициент вовлечения α). При расчете подъема такой нагретой области решалась система уравнений [Гостинцев, Шацких, 1987], в которую входят уравнения торможения, изменения массы и плавучести области. Результаты расчетов для следующих исходных данных: высота нагрева – 110 км, радиус нагретой области – 10 км, приведены на рис. 4.

Расчеты показывают, что при данных условиях нагретая область сместится вверх от начальной высоты нагрева на $\approx 9,7$ км (новое положение равновесия) при максимальной скорости смещения ≈ 19 м/с. Нагретая область, поднимаясь и опускаясь, возбуждает внутреннюю гравитационную волну и совершает несколько затухающих колебаний на высоте зависания (рис. 4). Модельные эксперименты по движению термиков в стратифицированной по плотности среде [Заславский, Юрьев, 1999] также показывают, что всплывающий термик поднимается чуть выше уровня нулевой плавучести, затем опускается и разрушается, совершив несколько затухающих колебаний с частотой Брента-Вяйсяля. Вызванные таким движением колебания давления, которые могут достичь поверхности Земли, соответствуют по форме колебаниям скорости (рис. 4, серая кривая), имеющим ярко выраженный начальный импульс с последующим затуханием. Период колебаний составляет ≈ 9 мин, что согласуется с наблюдаемой длительностью зарегистрированного импульса давления (рис. 1).



Рис. 4. Зависимость от времени смещения и вертикальной скорости области газа, нагретой на начальной высоте 110 км.

Следует отметить, что имеется определенное отличие модельной волновой формы (рис. 4, серая кривая) от зарегистрированных колебаний (рис. 1), в которых затухание носит апериодический характер. Это может быть связано неучетом диссипации энергии в рассматриваемой модели и линеаризацией исходных уравнений.

Оценим амплитуду ожидаемых возмущений у поверхности Земли. Энергию нагретой сферы радиуса r_0 , если задано изменение температуры нейтральных частиц ΔT , можно оценить как:

$$W = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_0 C_p \Delta T,$$

где C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении. В работах [Буш и др., 1977; Цикулин, 1969; Reed, 1972] исследованы процессы распространения колебаний давления от высотных источников и приведены несколько отличающиеся оценки амплитуды возмущений давления на поверхности, основанные на теории энергетического подобия [Губкин, 1978]. Используя предложенные в работах соотношения можно оценить амплитуду колебаний давления на поверхности Земли от источника с энергией W . Для источника радиусом 10 км с $\Delta T \sim 1^\circ\text{K}$, расположенного на высоте 110 км, амплитуда колебаний может лежать в диапазоне $0,4 \div 1,5$ Па, что по порядку величин соответствует измеренным импульсам давления (рис. 1, 2).

Таким образом, оценки подтверждают предложенный механизм генерации ВГВ при работе нагревного стенда, который не противоречит экспериментальным данным.

Реакция ионосферы на движение нагретой области

Всплытие нагретой области вызывает возмущение плотности плазмы на высотах ионосферы 100–150 км, способное активизировать ионосферные волновые возмущения, которые распространяются от точки возбуждения по ионосфере. В основе дальнейшего рассмотрения лежит гипотеза о том, что возмущения нейтральных

составляющих ионосферной плазмы внутренними гравитационными волнами возбуждают низкочастотные колебания ионных компонент в гораздо большем диапазоне высот, распространяющиеся на большие расстояния от источника. Формирование вторичного волнового возмущения обусловлено плазменными механизмами переноса вещества. Дальнейшее движение моделировалось методом, подробно рассмотренным в работе [Ковалева, Ковалев, 2012]. В модели магнитогидродинамическое рассмотрение дополнено дополнительным переносом плазмы поперек силовых линий магнитного поля ионно-циклотронными градиентно-дрейфовыми солитонами. Этот дополнительный перенос реализуется включением в модель элементов метода песочной горки, когда при превышении порога по градиенту плотности ионизованных компонент плазмы поперек силовых линий магнитного поля возбуждаются солитоны, движущиеся против направления градиента и переносимые зарядово-нейтральные сгустки плазмы. Амплитуды солитонов зависят от направления ионосферного электрического поля. Солитоны распространяются перпендикулярно направлению ионосферного дрейфа, определяемого направлением электрического поля поперек геомагнитного. Это должно формировать возмущение, направление движения которого определяется суточными вариациями электрического поля и его вариациями, обусловленными геофизической обстановкой (наличием суббурь или других крупномасштабных возмущений ионосферы). При этом даже вблизи источника возбуждения возмущение должно демонстрировать асимметрию по различным направлениям.

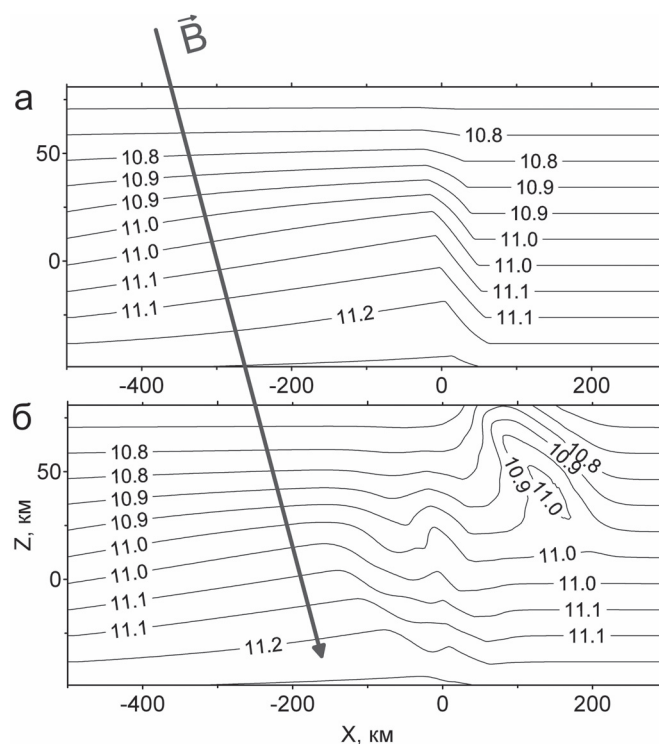


Рис. 5. Модельный расчет распределения плотности плазмы по высоте ионосферы (-50 км положение источника): (а) – первоначальное распределение плотности ионов; (б) – результат движения.

Данный механизм реализуется на вертикальном градиенте ионов NO^+ , модифицирует высотный профиль плотности плазмы, формируя характерные, наклонно ориентированные (за счёт движения солитонов примерно поперек силовых линий поля) сгустки плотности. Пример результата модельного расчёта, иллюстрирующий данную конфигурацию распределения плотности плазмы, приведён на рис. 5. На верхней панели первоначальное распределение плотности ионов NO^+ , на нижней – результат движения. Общий высотный профиль плотности плазмы формируется сложением данного распределения с высотным профилем ионов O^+ .

Регистрация изменений интенсивности сигнала со спутника «Космос 2407» при его прохождении через возмущенную область в меридиональной плоскости позволила определить распределение плотности плазмы в ионосфере при работе нагревного стенда Сура [Kunitsyn et al., 2012]. Был зарегистрирован подъем области возмущений до высот F-области (200–400 км). Наблюдалась асимметрия в развитии возмущений на север и на юг, расстояние между максимумами плотности составляло порядка 200 км.

В предложенной модели воспроизводится подъем области возмущения от первоначальной высоты, формирование периодической структуры сгустков плотности плазмы на расстояниях порядка 200 км. В модели также объясняется асимметрия север-юг; поскольку перенос солитонов зависит от направления ионосферного электрического поля и обусловлен наклоном геомагнитного поля.

Выводы

Выполненные исследования показывают, что при воздействии нагревных стендов на E-область ионосферы может сформироваться область нагретого газа, который, поднимаясь и опускаясь в стратифицированной среде, возбуждает интенсивную внутреннюю гравитационную волну. Генерация ВГВ подтверждается измерениями колебаний давления у поверхности Земли, амплитуда и период которых удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками.

Всплытие газа, нагретого на высотах E-области, может вызывать возмущение плотности плазмы на больших высотах ионосферы (≥ 150 км), способное, в свою очередь, возбуждать характерные волновые возмущения плотности плазмы на высотах F-области.

Для подтверждения предлагаемого механизма формирования термосферно-ионосферного возмущения необходимо проведение дальнейших экспериментальных и теоретических исследований в данном направлении.

Литература

Буш Г.А., Иванов Е.А., Куличков С.Н., Педанов М.В. Некоторые результаты по регистрации акустических сигналов от высотных взрывов // Физика атмосферы и океана: Изв. АН СССР. т. 33, № 1, С. 67–71. 1977.

Гостинцев Ю.А., Шацких Ю.В. О механизме генерации длинноволновых акустических возмущениях в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва // Физика горения и взрыва. № 2, 1987. С. 91–97.

Григорьев Г.И. О перемещающихся ионосферных возмущениях, возникающих при работе мощных передатчиков // Радиофизика: Изв. высших учебных заведений, т. XVIII, № 12, 1975. Р. 1801–1804.

Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Радиофизика: Изв. ВУЗов. 1999. Т. XLII. № 1. С. 3–25.

Губкин К.Е. О подобии взрывов // Физика Земли: Изв. АН СССР. № 10, С. 49–60. 1978.

Гуревич А.В. О нагреве нейтральной компоненты нижней ионосферы в поле мощной радиоволны // Геомагнетизм и аэрономия, № 1, 1974. С. 161–163.

Заславский Б.И., Юрьев Б.В. О движении термиков в стратифицированной атмосфере // Прикладная механика и теническая физика. Т. 40, № 5, 1999. С. 33–39.

Ковалева И.Х., Ковалев А.Т. Перемещение крупномасштабных возмущений ионосферы с помощью нелинейных ионно-циклотронных градиентно-дрейфовых волн // настоящий сборник.

Попова О.П., Рыбнов Ю.С. Экспериментальные исследования пульсаций атмосферного давления в приземном слое атмосферы от нагревного стенда // Динамические процессы в геосферах: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2010. С. 269–274.

Цикулин М.А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. М.: Наука, 1969. с. 88.

Blanc E. Interaction of an Acoustic Wave of Artificial Origin with the Ionosphere as Observed by HF Sounding at Total Reflection Levels // Radio Science, 19, 653, 1984.

Francis S.H. Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic dissipative atmosphere // J. Geophys. Res., 1973, v. 78, № 13, p. 2278–2301.

Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys., 1960, v. 38, № 11, p. 1441–1481.

Minami S., Nishino M., Suzuki Y., Sato S., Tanikawa T., Nakamura Y., Wong A.Y. and UCLA HIPAS Group. Ionospheric stimulation by high power radio waves // Adv. Space Res. Vol. 24, № 8, p. 997–1001, 1999.

Mishin E., Sutton E., Milikh G., Galkin I., Roth C., Forsters M. F2-region atmospheric gravity waves due to high-power HF heating and subauroral polarization streams // Geophysical Research Letters, V. 39, L11101, doi:10.1029/2012GL052004, 2012.

Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Frolov V.L., et al. Sounding of HF Heating-Induced Artificial Ionospheric Disturbances by Navigational Satellites Radio Transmissions // Radio Science, 2012, V. 47, RS0L15, 13PP., doi:10.1029/2011RS004957.

Reed J.W. Air blast overpressure decay at long ranges // J.Geoph.Res. V. 77, № 9, P. 1623–1629. 1972.

УДК 551.509

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ РАДИОАКТИВНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

В.П. Кудрявцев, И.Х. Ковалева

В работе предложен метод анализа и интерпретации спутниковых данных по регистрации инфракрасного (ИК) излучения с целью определения уровня радиоактивного заражения местности. Рассмотрена возможность определения уровня радиации по линиям неравновесного ИК излучения электронно-возбуждённых молекул азота в диапазоне длин волн окна прозрачности 10–20 μm .

Введение

Исследования Земли из космоса дают новые возможности для диагностики различных техногенных и естественных процессов, происходящих на поверхности Земли, в ее недрах или являющихся результатом взаимодействия геосфер. В последние годы длинноволновое инфракрасное (ИК) излучение атмосферы интенсивно исследовалось в связи с задачами теплового обмена между различными слоями литосферы, атмосферы и ионосферы, регистрации приземных геофизических возмущений различной природы. В рамках этих исследований проводились ракетные и спутниковые эксперименты по измерению ИК излучения спокойной атмосферы на различных высотах и в различных диапазонах длин волн.

Успешные результаты спутникового мониторинга за динамикой длинноволнового инфракрасного излучения, регистрируемого в ходе подготовки землетрясений и радиоактивного загрязнения атмосферы в моменты аварий на атомных электростанциях [Лаверов, Пулинец, Узунов, 2011; Ouzounov, Liu, Kang, et al., 2007; Лаверов, Величкин, Мальковский и др., 2007], позволили установить что, регистрируемые при этом на спутниках аномалии потоков ИК излучения дают основание для рассмотрения вопроса о возможности дистанционной диагностики данных явлений. Аварии на атомных электростанциях в США (1979 г.), в СССР (1986 г.) и в Японии (Фукусима, март 2011 г.) поставили вопрос о возможности объективного, независимого контроля уровня радиоактивного загрязнения атмосферы вследствие выброса в неё радиоактивных веществ. Необходим независимый источник информации, который позволит оценивать уровень радиоактивного заражения. Таким источником могут служить измерения ИК излучения над местом аварии.

Для успешного анализа спутниковых данных по ИК излучению необходимо чёткое представление об основных источниках ИК излучения, приходящего на ионосферные высоты. В частности, спутниковые измерения проводятся в диапазоне длин волн 8–12 мкм. В ходе подготовки землетрясения регистрируемые аномалии ИК излучения в этом диапазоне связывают с выхода на поверхность земли радона. Образованные ионы связываются в приземном воздухе с молекулами водяного пара. Процесс гидратации ионов и последующей коагуляции наночастиц сопровождается выделением тепловой энергии, что увеличивает температуру воздуха и, следовательно, ИК излучение. По измерениям интенсивность длинноволнового инфракрасного излучения над эпицентром землетрясения на Суматре 26.12.2004 г., согласно [Ouzounov, Liu, Kang, et al., 2007], возросла на 80 Вт/м^2 . При этом при оценках результатов измерений предполагалось, что излучение носит тепловой (равновесный) характер, то есть поток излучения и температура связаны соотношением $\epsilon\sigma T^4 = W$. Принимая $W = 240 \text{ Вт/м}^2$, $T = 288^\circ \text{ К}$, и учитывая, что аномалия радиационного потока излучения, составляет $\Delta W = 80 \text{ Вт/м}^2$, указанная аномалия излучения должна быть вызвана увеличением температуры атмосферы на $\Delta T = T\Delta W/4W \approx 24^\circ \text{ К}$. Однако проводимые наблюдения показывают, что столь большое повышение температуры перед землетрясениями маловероятно и не наблюдалось. В связи с этим представляется необходимым проведение более тщательного комплексного анализа различных причин и каналов возрастания регистрируемого спутниками ИК излучения в данном диапазоне длин волн при различных возмущениях.

Более сложные связи системы литосфера-атмосфера-ионосфера формируют увеличенный уровень ИК излучения. Согласно работе [Aplin, McPheat, 2005], образу-

ющиеся в атмосфере кластерные ионы гидратов вида $X^+(H_2O)_n$, сами поглощают ИК излучение в диапазоне длин волн 4–14 мкм и поэтому вклад теплового ИК излучения из области гидратации ионов будет ещё ниже. Следовательно, необходимо рассмотрение каналов формирования неравновесного ИК излучения. Например, существуют экспериментальные данные по регистрации ИК излучения (7–14 мкм) при конденсации и кристаллизации водяных паров, которые связывают с излучением в процессе фазовых переходов (см. [Татарченко, 2010] и цитируемую в источнике литературу). Известно, что атмосфера модифицируется перед крупными землетрясениями, возможно изменение химического состава среды (выбросы CO_2), возникновение электрических полей, аэрозолей, тоже дающих вклад в ИК излучение, и т.д. [Liperovsky, Meister, Liperovskaya, Bogdanov, 2008]. Такие же изменения возможны и при авариях на атомных станциях. Но, прежде всего, необходимо учесть тот традиционный канал неравновесного ИК излучения атмосферного воздуха, который на протяжении десятилетий подробно исследуется, характеристики которого уточняются и используются для получения различных данных по состоянию атмосферы и нейтральных компонент ионосферы Земли. Это ИК излучение электронно-возбуждённого молекулярного азота (нейтрального и ионизованного) – основной компоненты атмосферного воздуха (например [Fraser, Green, O’Neil, 1991; Sundberg, Duff, Gruninger et al., 1995; Broadfoot, Hatfield, Anderson et al., 1997]). Электронное возбуждение N_2 неизбежно присутствует в тех случаях, когда происходит ионообразование. Образование ионов и возбуждение нейтральных молекул при воздействии ионизирующего источника происходит с одинаковой интенсивностью, по порядку величины. При этом многие авторы часто упускают из вида то, что конечная ширина полос излучения триплетных переходов молекулярного азота приводит к тому, что это излучение даёт вклад в исследуемый диапазон длин волн 8–12 мкм. Рассмотрению данного канала ИК излучения посвящена настоящая работа.

Постановка задачи и результаты расчётов

В настоящей работе в качестве физического механизма генерации подобных аномалий интенсивности длинноволнового инфракрасного излучения предлагается механизм возбуждения колебательных уровней молекул воздуха продуктами радиоактивного распада. Известно, что радиоактивный изотоп йода-131 (^{131}I) испускает электроны с энергией 970 кэВ, а радиоактивный цезий-137 (^{137}Cs) электроны энергии 170,8 кэВ. Энергичные электроны, а также продукты их вторичного распада приводят к образованию большого количества возбуждённых молекул воздуха.

Известно, что из 35 эВ, затрачиваемых на образование одной электрон-ионной пары, более 50% энергии электрона уходит на возбуждение электронных и колебательных уровней молекул атмосферного газа, с последующим высветом квантов излучения. С точки зрения образования спектра возбуждённых атомов и молекул атмосферы, воздействие таких продуктов распада, как α -частицы, γ -излучение и β -электроны, сводится к действию высокоэнергетичных электронов. Это электроны достаточно больших энергий, производящие не только возбуждение молекул, но и образующие вторичные электроны в актах ионизации. Основное возбуждение молекул производится вторичными электронами, так как максимумы сечений возбуждения различных электронно-возбуждённых уровней лежат в диапа-

зоне от 10 до нескольких десятков электрон-вольт. Поэтому уровень возбуждения среды, следовательно, и ее излучение определяется потоком первичных электронов и формой энергетического распределения образуемых ими вторичных электронов. При энергиях первичных электронов порядка и более одного кэВ функция распределения электронов по энергиям $f(\epsilon)$ в интересующем нас диапазоне энергий (десятков электрон-вольт) одинаковы и не зависят от энергии первичного электрона [Коновалов, Сон, 1980]. Вклад в возбуждение уровней молекул воздуха потоком электронов в этом случае является просто суммой вкладов отдельных электронов. Для задач, решаемых в рамках подобных моделей, характерно определение цены ионизации (w_i), возбуждения (U_i) различных уровней, то есть средней энергии, приходящейся на один акт ионизации или возбуждения и доли частиц того или иного сорта, образующихся в одном акте ионизации $\delta_i = w_i/U_i$, $\delta_v^i = U_v^i/U_i$. Здесь U_v^i – энергетическая цена образования i -го электронного состояния с колебательным уровнем V .

Теоретический расчет деградационного спектра электронов, или, $f(\epsilon)$ производился путем решения кинетического уравнения Больцмана. Методика расчета и функция распределения вторичных электронов по энергиям представлены в [Коновалов, Сон, 1987] При этом была решена стационарная задача замедления электронов с энергией более 1 кэВ. Полученная в расчетах функция распределения электронов использовалась для определения параметров, характеризующих степень возмущения молекул воздуха [Коновалов, Сон, 1987]. Доля энергии, затрачиваемая на j -ый процесс, определялась выражением:

$$P_j = [\int f(\epsilon) V(\epsilon) \sigma_j(\epsilon) \epsilon_j d\epsilon] / [\sum_n \int f(\epsilon) V(\epsilon) \sigma_n(\epsilon) \epsilon_n d\epsilon].$$

Здесь $\sigma_j(\epsilon)$ – сечение j -го процесса, ϵ_j – его пороговая энергия. Суммирование проводится по всем элементарным процессам.

Энергетическая цена j -го процесса определяется выражением:

$$U_j = \epsilon_j/P_j,$$

число актов j -го процесса, возникающих при поглощении энергии E_0 –

$$Z_j = E_0 P_j / \epsilon_j.$$

Число актов элементарного j -го процесса приходящихся на один акт ионизации определяется выражением

$$\delta_j = Z_j/Z_i = w_i/U_i,$$

где w_i – цена образования одной электрон-ионной пары.

Каждый электронный уровень молекулы содержит тонкую структуру подуровней колебательного возбуждения. Для определения энергетической цены образования j -го электронного уровня с колебательным подуровнем v (U_v^j) и соответствующего параметра δ_v^j , сечения электронного возбуждения $\sigma_j(\epsilon)$ разбивались на сечения отдельных колебательно-возбужденных состояний данного электронного уровня. Способ расчета отдельных сечений использует подход работ [Словецкий, 1974], реализуемый во многих задачах. Сумма сечений отдельных переходов с различных колебательных подуровней равна сечению данного электронного возбуждения, поэтому $\sum_v \delta_v^j = 1$. Доля возбуждений, приходящая на данный колебательный подуровень электронных состояний молекулы N_2 ($B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$, $A^2\Pi_u$) представлены в таблице 1.

Таблица 1

Доли возбужденных молекул азота
на указанном колебательном подуровне V электронного состояния i ,
образующиеся в одном акте ионизации (δ_v^i)

$B^3\Pi_g$		$W^3\Delta_u$		$B^3\Sigma_u^-$		$C^3\Pi_u$		$A_2\Pi_u$	
V	δ_v^B	V	δ_v^W	V	δ_v^B	V	δ_v^C	V	δ_v^A
0	0,06100	0	0,00240	0	0,00168	0	0,54962	0	0,273
1	0,14759	1	0,01202	1	0,00844	1	0,30669	1	0,320
2	0,19525	2	0,03220	2	0,02286	2	0,10628	2	0,215
3	0,19056	3	0,06150	3	0,04411	3	0,02979	3	0,111
4	0,15109	4	0,09373	4	0,06785	4	0,00761	4	0,049
5	0,10532	5	0,12202	5	0,08920			5	0,0197
6	0,06582	6	0,14074	6	0,10326			6	0,0075
7	0,03877	7	0,14734	7	0,10935			7	0,0028
8	0,0216	8	0,14313	8	0,10768			8	0,0010
9	0,01138	9	0,13085	9	0,07761			9	0,00038
10	0,00589	10	0,11407	10	0,08632			10	0,00014
11	0,00292			11	0,07181			11	0,00005
12	0,00147			12	0,05851			12	0,000018
13	0,00072			13	0,04610				
14	0,00034			14	0,03506				
15	0,00017			15	0,02636				
16	0,00008			16	0,01958				
17	0,00004			17	0,01410				
				18	0,01013				

Для каждого колебательного подуровня v электронного уровня (j) количество колебательно возбужденных молекул и ионов, образованных электроном с начальной энергией E_0 , определяется из условия $n_v = (E_0/U)\delta_v^j$. При этом число испущенных квантов, в процессе общей излучательной дезактивации возбужденного уровня v , для интересующих нас отдельных линий $n_{v,v'}$, при отсутствии гашения в соударениях, будет определяться выражением $n_{v,v'} = A_{v,v'}^j n_v(t) / \sum A_{v,v'}^j$. Здесь $A_{v,v'}^j$ – (коэффициент Эйнштейна) или вероятность радиационных переходов с колебательного подуровня v электронного уровня (j) на колебательный подуровень v' электронного уровня (i). В работе используются вероятности радиационных переходов ($A_{v,v'}^j$) для различных электронных состояний из работ [Lofthus, Krupenie, 1977; Kostinsky, Matveev, Silakov, 1990].

Используя описанную выше методику, были проведены расчеты относительной интенсивности ИК-излучения $J = A_{v,v'} n_v$ (квант/с) отдельных линий для переходов $N_2^+(A^2\Pi_u, v) \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, v')$, создаваемых одним электроном с начальной энергией 1 кэВ. Здесь $A_{v,v'} = 1/\tau_{v,v'}$ – вероятность излучательного перехода с $A^2\Pi_u, v$ на колебательный подуровень v' электронного уровня ($X^2\Sigma_g^+$). Радиационное девозбуждение колебательных уровней полосы $N_2^+(A^2\Pi_u, v) \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, v')$ рассчитывалось с использованием коэффициентов $A_{v,v'}$ из работы [Lofthus, Krupenie, 1977]. Результаты расчётов относительной интенсивности полосы $N_2^+(A^2\Pi_u, v) \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, v')$ представлены на рис. 1.

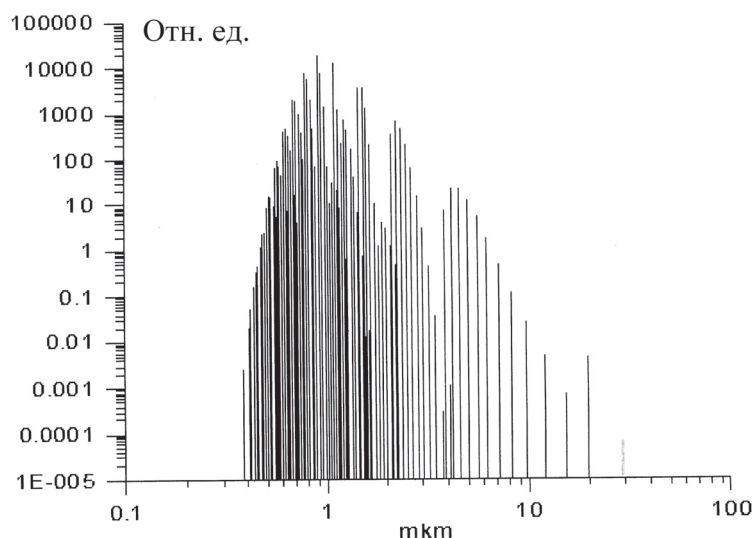


Рис. 1. Относительные интенсивности линий в полосе $N_2^+(A^2\Pi_u) - N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$, создаваемые электроном с $E_0 = 1$ КэВ.

В первую очередь нас интересовали радиационные переходы, при которых происходит излучение линий в диапазоне длин волн 10–20 μm . Длины волн в указанном диапазоне, начальные и конечные колебательные подуровни для различных переходов каскада представлены в табл. 2. В расчётах были использованы данные из работы [Lofthus, Krupenie, 1977].

Таблица 2

$N_2(B^3\Pi, v) - N_2(A^3\Sigma, v')$		$N_2(B^3\Pi, v) - N_2(W^3\Delta, v')$		$N_2(B^3\Sigma, v) - N_2(B^3\Pi, v')$		$N_2(W^3\Delta, v) - N_2(B^3\Pi, v')$	
$\lambda \mu\text{m}$	$V-V'$	$\lambda \mu\text{m}$	$V-V'$	$\lambda \mu\text{m}$	$V-V'$	$\lambda \mu\text{m}$	$V-V'$
9,58	2–9	9,97	5–5	9,68	4–7	9,42	3–2
9,81	8–18	10,81	11–12	10,63	5–8	10,49	10–8
11,58	4–12	12,55	4–4	11,87	6–9	12,17	4–3
11,79	6–15	13,79	10–11	13,32	7–10	17,06	5–4
12,98	9–10	17,1	3–3	15,06	8–11	–	–
17,39	1–8	19,3	9–10	16,98	9–12	–	–
–	–	–	–	19,31	10–13	–	–

Интенсивность излучения линий каскада зависит от вероятности перехода между отдельными колебательными подуровнями $A_{v'}$, а, следовательно, и от длины волны излучения. Для линий, представленных в таблице 2, были рассчитаны относительные интенсивности излучения, создаваемого одним электроном с $E_0 = 1$ КэВ ($J = (E_0/Wi)A_{v'}\delta_j\delta_{v'}$, квант/с). Результаты расчёта представлены на рис. 2.

Наиболее интенсивные линии наблюдаются в полосе $N_2(B^3\Pi_g, v) \rightarrow N_2(W^3\Delta_u, v')$ при переходах ($V = 5 - V' = 5$) - $\lambda = 9,97 \mu\text{m}$, ($4-4$) - $\lambda = 12,55 \mu\text{m}$ и ($3-3$) - $\lambda = 17,1 \mu\text{m}$, относительные интенсивности соответственно равны 10, 8 и 3.

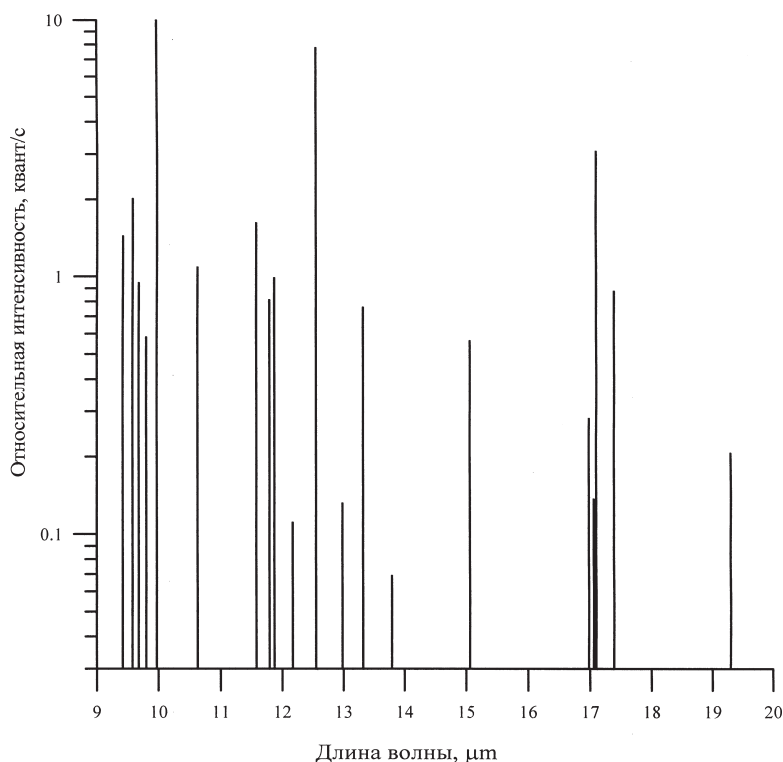


Рис. 2. Относительные интенсивности линий в полосах $V^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $V^3\Sigma_u^-$, создаваемые электроном с $E_0 = 1$ КэВ.

Заключение

Таким образом, проведённые расчёты показали, что в результате возбуждения колебательных уровней молекул азота в пограничном слое атмосферы при её существенном радиоактивном загрязнении в ней генерируется неравновесное ИК излучение в широком диапазоне длин волн (0,4–30 мкм), в том числе в окне прозрачном для паров воды. Это делает возможным измерения потоков ИК излучения аппаратурой установленной на спутниках. Отметим, что во всех рассчитанных полосах присутствуют линии, которые измерялись на спутниках (8–12 мкм) при дистанционной диагностике радиоактивно зараженной среды. Спутниковые данные можно интерпретировать как регистрацию неравновесного ИК излучения в диапазоне длин волн, прозрачном для облачного покрова. Подобная регистрация делает данные измерения погодонезависимыми.

Регистрация интенсивности отдельных линий ИК излучения на спутниках позволяет связать потоки неравновесного ИК излучения и величину радиоактивных выбросов в атмосферу. Однако при этом в количественных расчётах интенсивности отдельных линий необходимо учесть все каналы их безизлучательного девозбуждения (столкновительные, за счёт химических реакций), возможность изменения соотношения интенсивности отдельных линий за счёт процессов столкновительного перераспределения возбуждения [Benesch, Fraedrich, 1984; Bachmann, Ottinger,

Vilesov, 1992; Bachmann et al., 1993], возможное наложение излучения различных линий, так как вращательные подуровни каждой колебательной линии расширяют её ширину в длинах волн до размеров порядка единиц мкм.

Авторы благодарят д.ф.-м.н. С.И. Козлова за ценные замечания, возникшие в ходе обсуждения данной работы.

Литература

Коновалов В.П., Сон Э.Е. Функция распределения электронов и состав молекулярной плазмы, возбуждаемой пучком электронов // ЖТФ. 1980, Т. 50, в. 2, с. 300–310.

Коновалов В.П., Сон Э.Е. Деградиционные спектры электронов в газах // Химия плазмы / под ред. Б.М. Смирнова. № 14. М.: Энергоатомиздат. 1987.

Лаверов Н.П., Величкин В.И., Мальковский В.И. и др. // Изменение окружающей среды и климата: природные и связанные с ними техногенные катастрофы. М.: ИГЕМ РАН, 2007. с. 139–175.

Лаверов Н.П., Пулинец С.А., Узунов Д.П. Использование теплового эффекта ионизации атмосферы для дистанционной диагностики радиоактивного заражения окружающей среды // ДАН. 2011. Т. 441. № 2. с. 245–248.

Словецкий Д.И. Диссоциация молекул электронным ударом // Химия плазмы / под ред. Б.М. Смирнова. М.: Атомиздат, 1974.

Татарченко В.А. Природа некоторых фиксируемых ИСЗ источников ИК излучения // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2010, Т. 7, № 4, с. 310–318.

Aplin K.L., McPheat R.A. Absorption of infra-red radiation by atmospheric molecular cluster-ions // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2005, V. 67, (8-9). PP. 775–783.

Bachmann R., X. Li, C. Ottinger, V.F. Vilesov, Molecular-beam study of the collisional intramolecular coupling of $N_2(B^3\Pi_g)$ with $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and $N_2(W^3_u)$ states // J. Chem. Phys. 1992, V. 96. PP. 5151–5165.

Bachmann R., X. Li, C. Ottinger, V.F. Vilesov, V. Wulfmeyer. Vibrational-state-to-state collision-induced intramolecular energy transfer $N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g)$ // J. Chem. Phys. 1993, V. 98. PP. 8608–8628.

Benesch W., Fraedrich D. The role of intersystem collisional transfer of excitation in the determination of N_2 vibronic level populations. Application to $B^3\Sigma_u^- - B^3\Pi_g$ band intensity measurements // J. Chem. Phys. 1984, V. 81, N. 12 pt. 1. PP. 5367–5374

Broadfoot A.L., Hatfield D.B., Anderson E.R., Stone T.C., Sandel B.R., Gardner J.A. N_2 triplet band system and atomic oxygen in the dayglow // J. Geophys Res. 1997, V. 102. PP. 11567–11584.

Fraser M.E., Green B.D., O'Neil R.R. Infrared emission from the electron irradiated upper atmosphere produced by the Excede:Spectral experiment // J. Geophys Res. 1991, V. 96, A 11. PP. 19491–19497.

Kostinsky A.Y., Matveev A.A., Silakov V.P. Kinetic Processes In The Non-Equilibrium Nitrogen-Oxygen Plasma // Preprint № 87. Academy of Sciences Of The USSR. General Physics Institute. Plasma physics division. М., 1990.

Liperovsky V.A., C.-V. Meister, E.V. Liperovskaya, V.V. Bogdanov, On the generation of electric field and infrared radiation in aerosol clouds due to radon emanation in the atmosphere before earthquakes // Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 2008, 8. PP. 1199–1205.

Lofthus A., Krupenie P.H. The spectrum of molecular nitrogen // J. of Phys. and Chem. Ref. Data. 1977, V. 6, N1, pp. 113–228.

Ouzounov D., Liu D., Kang C., et al. Outgoing long wave radiation variability from IR satellite data prior to major earthquakes // Tectonophysics. 2007. V. 431. PP. 211–220.

Sundberg R.L., Duff J.W., Gruninger J.H., et al. SHARC: A model for calculating atmospheric infrared radiation under non-equilibrium conditions // In: The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory. Geophys. Monogr. Ser., 1995, V. 87. PP 287–295.

УДК 622.271:351.77

ОСОБЕННОСТИ КОНДЕНСАЦИИ ВОДЯНЫХ ПАРОВ НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОМАСШТАБНЫХ ЧАСТИЦ В ИОНОСФЕРЕ

А.Ю. Дубинский, С.И. Попель

Рассмотрена задача конденсации полярного газа на поверхности заряженной пылевой частицы. Анализируется зависимость критического радиуса зародыша от насыщенности паров, а также заряда частицы, служащей центром конденсации. Расчет показывает возможность образования устойчивых жидких или твердых структур ограниченных размеров (5–30 нм) в широком диапазоне давлений конденсирующегося газа.

Введение

Плазменно-пылевые процессы играют, как известно, важную роль в понимании явлений, происходящих в ионосфере Земли. Актуальными остаются вопросы природы и эволюции полярных мезосферных отражений (PMSE) и серебристых облаков (NLC). Ключевую роль в их образовании играют наномасштабные заряженные пылевые частицы, концентрация которых изменяется в зависимости от времени суток и с высотой [Клумов и др., 2005]. Отличительными чертами конденсации водяных паров на поверхности пылевых частиц являются, во-первых, наличие заряда у частиц и, во-вторых, наличие дипольного момента у конденсирующихся молекул воды. Однако, если заряд центрального иона вошел в классическую формулу Кельвина для расчета минимального радиуса зародыша, то учет полярной структуры вещества был сделан сравнительно недавно [Лапшин и др., 2002]. Несмотря на привнесенную новизну в термодинамические расчеты, в [Лапшин и др., 2002] не учтен эффект уплотнения газовой фазы вокруг капли, который при малых радиусах имеет существенное значение. В настоящей работе корректируется вывод формулы для нахождения критического радиуса, с которого начинается конденсация газа на поверхности капли (льдинки), а также исследуется зависимость критического радиуса от параметров конденсирующегося вещества.

Основные соотношения

Рассмотрим конденсацию полярного газа на заряженной частице. Пусть дипольный момент полярных молекул μ_D , заряд капли (льдинки) – Q , ее радиус – R . Тер-

модинамический потенциал системы, состоящей из капли (льдинки) и слоя газа, непосредственно прилегающего к капле, имеет вид:

$$\Phi = m_l(f_l + Pv_l) + m_g(f_g + Pv_g) + \sigma S + \Psi_E,$$

где m_l – масса капли, m_g – масса газа, P – давление, v_l и v_g – удельные объемы соответственно жидкости (твердого вещества ледяной частицы) и газа, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости (вещества льдинки), S – площадь поверхности капли (льдинки), $f_l(v_l, T)$ – удельная свободная энергия жидкости (льдинки), $f_g(v_g, T)$ – удельная свободная энергия газа, Ψ_E – энергия электрического поля.

Необходимым условием равновесия системы является обращение в нуль производных по удельным объемам v_g , v_l и массе капли m_l . Следующие условия:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial m_l} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial v_g} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial v_l} = 0$$

позволяют найти значение критического радиуса капли (льдинки), а также поправки для давлений в газовой и жидкой (твердой) фазах по сравнению с внешним давлением.

Обратимся к производной $\partial \Phi / \partial m_l = 0$. Как известно, $df = v dP - s dT$ (s – удельная энтропия), и при постоянной температуре f_l для жидкостей (твердых тел) линейно зависит от давления, так как удельный объем жидкости (твердых тел) v_l практически не меняется. Итак, $f_l = v_l P + f_{l0}$. В качестве «начала отсчета» потенциала f_{l0} выбираем значение $-v_l P_s$, где P_s – давление насыщенных паров над плоской поверхностью жидкости (льдинки) для данной постоянной температуры T . Тогда для жидкости (льдинки) получаем $f_l = v_l(P - P_s)$. Для идеального газа при постоянной температуре имеет место соотношение

$$v_g = N_A k_B T / \mu_g P,$$

где μ_g – молярная масса газа, N_A – число Авогадро. Его подстановка в уравнение $df_g = v_g dP$ с дальнейшим интегрированием приводит нас к известному соотношению для

$$f_g = RT / \mu_g \ln \frac{P}{P_s}.$$

Поверхность капли (льдинки) $S = 4\pi R^2$, ее масса $m_l = 4\pi R^3 / 3v_l$. Таким образом, находим:

$$\frac{\partial(\sigma S)}{\partial m_l} = \frac{\sigma \partial(4\pi R^2)}{\partial\left(\frac{4\pi R^3}{3v_l}\right)} = \frac{2v_l \sigma}{R}.$$

Что касается величины Ψ_E , она складывается из энергии электрического поля в пределах капли (льдинки) и в остальном пространстве:

$$\Psi_E = \int_{in} \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} dV + \int_{out} \frac{E^2}{8\pi} dV = \int_a^R \frac{\varepsilon Q^2}{8\pi \varepsilon^2 r^4} 4\pi r^2 dr + \int_R^\infty \frac{Q^2 (\lambda + r)^2}{8\pi r^4 (\lambda + R)^2} \cdot e^{-\frac{2(R-r)}{\lambda}} 4\pi r^2 dr,$$

где ε – диэлектрическая проницаемость жидкой (твердой) фазы, E – напряженность электрического поля, создаваемого зарядом пылевой частицы, λ – радиус экранирования, а также индексы «in» и «out» означают пространство внутри и вне капли (льдинки) соответственно. Как и в случае поверхностной энергии, для нахождения $\partial \Psi_E / \partial m_l$ необходимо найти $\partial \Psi_E / \partial R$. В соответствии с правилами дифференцирования интеграла по параметру получаем:

$$\frac{\partial \Psi_E}{\partial R} = \frac{Q^2}{2\varepsilon R^2} - \frac{Q^2}{R^2} + \int_R^\infty \frac{Q^2(\lambda+r)^2}{2r^2} \cdot \frac{2R}{\lambda(\lambda+R)^3} e^{\frac{2(R-r)}{\lambda}} dr \equiv \frac{Q^2}{2\varepsilon R^2} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 + \alpha(\lambda, R) \right)$$

Оценим интеграл

$$I = \int_R^\infty \frac{Q^2(\lambda+r)^2}{2r^2} \cdot \frac{2R}{\lambda(\lambda+R)^3} e^{\frac{2(R-r)}{\lambda}} dr = \frac{Q^2 R}{\lambda(\lambda+R)^3} \int_R^\infty \left(1 + \frac{\lambda}{r}\right)^2 \cdot e^{\frac{2(R-r)}{\lambda}} dr.$$

Справедливыми оказываются следующие неравенства:

$$\int_R^\infty e^{\frac{2(R-r)}{\lambda}} dr < I \cdot \frac{\lambda(\lambda+R)^3}{Q^2 R} < \int_R^\infty \left(1 + \frac{\lambda}{R}\right)^2 \cdot e^{\frac{2(R-r)}{\lambda}} dr.$$

Таким образом, получаем:

$$\frac{Q^2 R}{\lambda(\lambda+R)^3} \cdot \frac{\lambda}{2} < I < \frac{Q^2 R}{\lambda(\lambda+R)^3} \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{(\lambda+R)^2}{R^2},$$

$$\frac{Q^2 R}{2R^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\lambda}{R}\right)^3} < \frac{Q^2 R}{2R^2} \cdot \alpha(\lambda, R) < \frac{Q^2 R}{2R^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\lambda}{R}\right)}.$$

При этом (поскольку $R \ll \lambda$) $\alpha(\lambda, R) \ll 1$.

Итак, находим:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial m_l} = v_l \left(P - \frac{\mu_D Q}{v_l R^2} L\left(\frac{\mu_D Q}{kTR^2}\right) - P_S \right) - \frac{N_A k_B T}{\mu_g} \ln(P/P_S) - \frac{v_l Q^2}{8\pi R^4} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 + v(\lambda, R) \right) + \frac{2v_l \sigma}{R},$$

где $L(x)$ – функция Ланжевена [Лапшин и др., 2002].

Давление P вблизи капли (льдинки) отличается от давления P_0 вдали от нее в соответствии с распределением Больцмана и рассчитывается следующим образом:

$$P = \frac{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} P_0 e^{-\frac{\mu_D Q}{kTR^2} \cos\theta} \sin\theta d\theta d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\phi} = P_0 \frac{kTR^2}{\mu_D Q} \sinh\left(\frac{\mu_D Q}{kTR^2}\right).$$

Окончательно получаем:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial m_l} = v_l P_S \left(\gamma \frac{kTR^2}{\mu_D Q} \sinh\left(\frac{\mu_D Q}{kTR^2}\right) - 1 \right) - \frac{N_A k_B T}{\mu_g} \ln\left(\gamma \frac{kTR^2}{\mu_D Q} \sinh\left(\frac{\mu_D Q}{kTR^2}\right) \right) -$$

$$- \frac{v_l Q^2}{8\pi R^4} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 + v(\lambda, R) \right) + \frac{2v_l \sigma}{R} =$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{N_A k_B T}{\mu_g} \ln \gamma + \frac{2v_l \sigma}{R} - \frac{v_l Q^2}{8\pi R^4} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 + v(\lambda, R) \right) - \\
&-\frac{N_A k_B T}{\mu_g} \ln \left(\frac{kTR^2}{\mu_D Q} \sinh \left(\frac{\mu_D Q}{kTR^2} \right) \right) + v_l P_s \left(\gamma \frac{kTR^2}{\mu_D Q} \sinh \left(\frac{\mu_D Q}{kTR^2} \right) - 1 \right),
\end{aligned}$$

где $\gamma = P_0/P_s$.

Применительно к конденсации водяного пара на поверхности льдинки используем следующие параметры, свойственные для газа летней полярной мезосферы (см., например, [Клумов и др., 2005]): $T = 150$ К, $\sigma = 100$ эрг/см², $\mu_g = 18$ г/моль, $v_l = 1,1$ см³/г, $\varepsilon \approx 500$.

Тогда, $Q = ze$ и отбросив малые величины, получаем:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi}{\partial m_l} &= -6,9 \cdot 10^8 \ln \gamma + \frac{2,2 \cdot 10^2}{R} - 1,0 \cdot 10^{-20} \frac{z^2}{R^4} - \\
&- 6,9 \cdot 10^8 \ln \left(2,34 \cdot 10^{13} \frac{R^2}{z} \sinh \left(4,27 \cdot 10^{-14} \frac{z}{R^2} \right) \right) + \\
&+ 2,2 \cdot 10^{-3} \left(\gamma \cdot 2,34 \cdot 10^{13} \frac{R^2}{z} \sinh \left(4,27 \cdot 10^{-14} \frac{z}{R^2} \right) - 1 \right).
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь Q заменили на произведение ze , где e – элементарный заряд. Как известно, при $\partial \Phi / \partial m_l > 0$, происходит испарение, а при $\partial \Phi / \partial m_l < 0$ – конденсация паров на поверхности зародыша. Соотношение (1) является основой для анализа возможности конденсации (роста размера частиц) и/или испарения (уменьшения размера частиц) в газе летней полярной мезосферы.

Анализ и обсуждение результатов

Доминирующую роль при больших радиусах капли (льдинки) играет первый член (1), содержащий γ и указывающий, во сколько раз давление газа превышает давление насыщенных паров. Если принять за минимальный размер, при котором допустимо применять формулы классической термодинамики, радиус, равный 10 нм, то второй член, характеризующий поправку, связанную с поверхностным натяжением, станет значительным лишь при $\ln \gamma \approx 0,3$, или, соответственно, при превышении паров газа над насыщенными парами порядка 30%. Если же давление паров превышает эту величину, то конденсация на зародыше размером $R \geq 10$ нм не блокируется поверхностным фактором.

Обратимся теперь к третьему члену, способствующему конденсации в случае заряженности центра конденсации. Для того, чтобы он оказался сравнимым со вторым членом, тормозящим конденсацию при $R = 10$ нм, необходимо, чтобы заряд пылевой частицы был достаточно большим: $z \geq 150$, где z – зарядовое число. Таким образом, когда заряд составляет несколько единиц, фактор заряженности частицы становится незначительным.

Четвертый член, если его вычислять при $R = 10$ нм и $z = 150$ существенно превышает три предыдущих, однако, если заряд пылевой частицы снижается до нескольких единиц, то его влияние становится также незначительным.

Наконец, пятый член при $R = 10$ нм и $z = 150$ имеет ничтожное значение. Факторы, учитывающие заряд центра конденсации, проявляются при малых радиусах. При этом формально пятый член, имеющий положительный знак, в конце концов, становится превалирующим так, что даже для заряженного центра конденсации все равно сохраняется требование минимального радиуса для зародыша, на котором начинается конденсация.

Таким образом, для пылевых частиц радиуса $R \geq 10$ нм и с зарядовыми числами $z \leq 10$ главенствующими факторами, определяющими конденсацию газа или его испарение, являются собственно отношение текущей концентрации паров к концентрации насыщенных паров и фактор образования поверхности. Лишь в случае зарядовых чисел $z \geq 100$ электрическая компонента становится ощутимой при радиусах выше $R \geq 10$ нм.

На рис. 1 показаны три графика зависимости $\partial\Phi/\partial m_i$ от радиуса частицы. Сплошной тонкой линией соответствует заряд $z = 1$, штриховой – $z = 10$, жирной сплошной линией – $z = 100$. Во всех трех случаях $\gamma = 1,0$, то есть газ вдали от зародыша находится в состоянии насыщения.

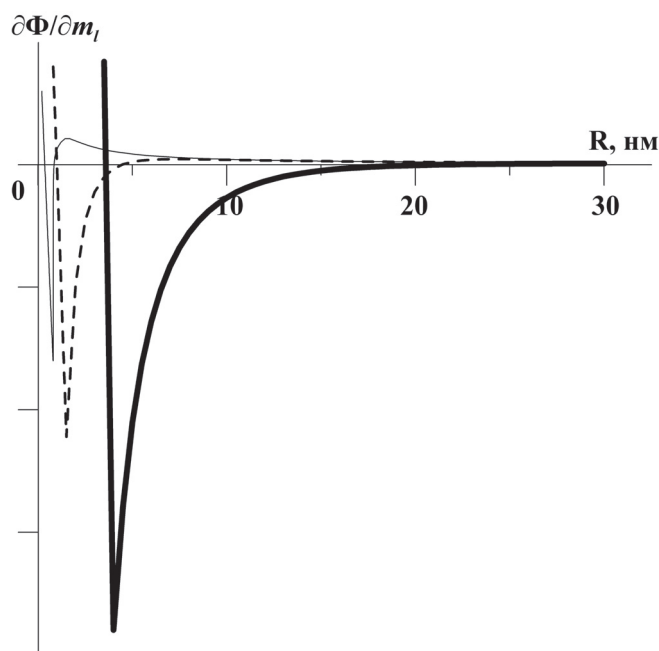


Рис. 1. Зависимость $\partial\Phi/\partial m_i$ от радиуса частицы при $\gamma = 10$ для различных зарядовых чисел: $z = 1$ (сплошная тонкая линия), $z = 10$ (штриховая линия), $z = 100$ (сплошная жирная линия).

На рис. 2 изображены зависимости $\partial\Phi/\partial m_i$ от радиуса при различных значениях γ . Сплошная линия соответствует $\gamma = 1,1$, штриховая – $\gamma = 0,3$, штрих-пунктирная – $\gamma = 3,0$. Во всех трех случаях $z = 10$. Как и следовало ожидать, при больших

радиусах льдинки в пересыщенных парах размер зародыша растет, а в ненасыщенных – уменьшается. Эти факты на рисунках 1, 2 соответствуют асимптотическому выходу графиков на стационарный отрицательный уровень (рост льдинки) или положительный (испарение воды). Впрочем, при слабом пересыщении возможно существование льдинок двух диапазонов – порядка нескольких нанометров или более 30 нм. Промежуточные состояния оказываются неустойчивыми.

Интересным оказывается тот факт, что существование льдинок малого размера возможно даже в случае ненасыщенного пара. Это иллюстрирует штриховая линия на рис. 2. Даже в том случае, когда давление водяных паров меньше давления насыщенных паров в три раза, фактор заряженного центра конденсации столь значительный, что возможно образование льдинки размером в несколько нм.

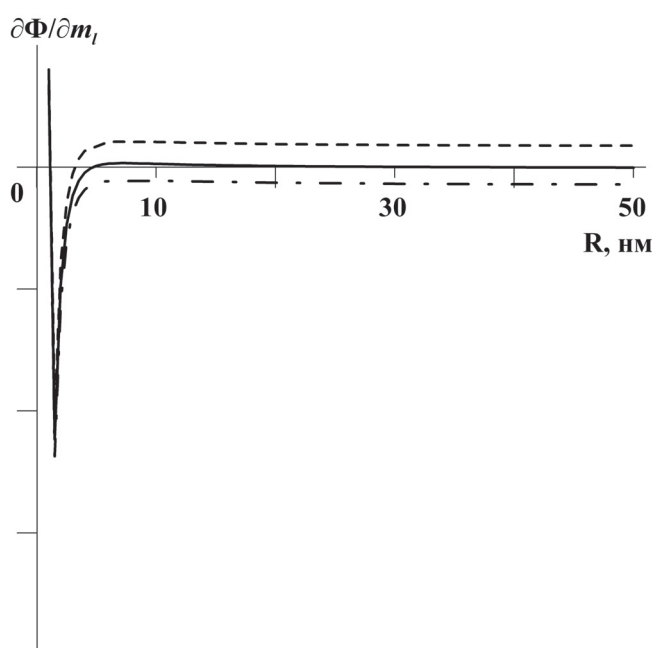


Рис. 2. Зависимость $\partial\Phi/\partial m_1$ от радиуса частицы при $z = 10$ для различных значений параметра γ : $\gamma = 1,1$ (сплошная линия), $\gamma = 0,3$ (штриховая линия), $\gamma = 3,0$ (штрих-пунктирная линия).

Наконец, в случае большого заряда зародыша, размер льдинки может достигать нескольких десятков нм, причем в случае небольшого ненасыщения паров рост останавливается, и в таком состоянии льдинка может находиться достаточно долгое время. Таким образом, может быть частично объяснен феномен существования полярных мезосферных отражений, имеющих место на высотах, больших 94 км (см. рис. 3), где давление паров воды приблизительно равно или даже может оказаться меньшим давления насыщенных паров. Образовавшиеся льдинки в области слабого ненасыщения, с одной стороны, достигнув радиуса 20–30 нм, перестают расти и утяжеляться, а с другой, в силу своих малых размеров, опускаются в область пересыщенных паров достаточно медленно, в течение многих часов, характерных для явлений PMSE и NLC [Kaifler et al., 2010].

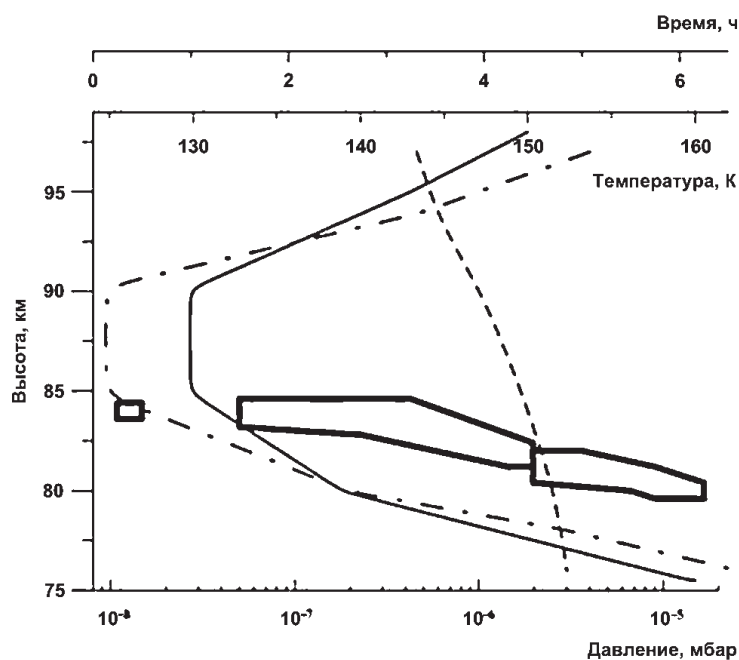


Рис. 3. Качественные высотные профили температуры воздуха (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрих-пунктирная кривая). Пары воды пересыщены в диапазоне высот 77–94 км.

Жирные кривые характеризуют (в соответствии с данными [Kaifler et al., 2010]) временную эволюцию высот, на которых наблюдаются серебристые облака (показана седиментация облака, которое наблюдалось поначалу на высоте ок. 84 км, а затем в течение 6 часов опустилось на высоту порядка 80 км.)

Заключение

Итак, описан процесс конденсации и условий для роста частиц с учетом их зарядки и кривизны, что весьма важно для описания NLC и PMSE, поскольку концентрация насыщенных паров входит в основное уравнение для описания функции распределения частиц, составляющих NLC и PMSE в ионосфере [Дубинский, Попель, 2012]. Впервые учтен эффект уплотнения газовой (плазменной) фазы вокруг капли (твердой частицы) при конденсации. С учетом указанного эффекта скорректирован вывод формулы для нахождения критического радиуса, с которого начинается конденсация газа на поверхности капли (твердой частицы), а также исследована зависимость критического радиуса от параметров конденсирующегося вещества. Данное рассмотрение частично объясняет феномен существования полярных мезосферных отражений, имеющих место на высотах, больших 94 км, где давление паров воды приблизительно равно или даже может оказаться меньшим давления насыщенных паров.

Полученные соотношения актуальны также для моделирования плазменно-пылевых систем в ионосфере, в которых мелкодисперсные частицы образуются в результате конденсации вещества, что имеет место, например, в активных геофизических ракетных экспериментах типа North Star и Fluxus, где пылевая компонен-

та образуется в результате конденсации вещества плазменной струи, распространяющегося в почти пустое окружающее пространство [Popel et al., 2000; Киселев и др., 2006; Зецер и др., 2006].

Результаты исследования полезны также для оценки важности эффекта конденсации при формировании льда на поверхности Луны. Действительно, недавние исследования по детектированию потоков нейтронов, прошедших через участки лунной поверхности в южном полушарии Луны, проведенные Lunar Reconnaissance Orbiter, продемонстрировали присутствие в приповерхностной зоне Луны в области широт, превышающих 70° , областей, обогащенных водородом, что указывает на присутствие льда в приповерхностных областях Луны [Mitrofanov, 2010]. Кроме того, приповерхностный слой Луны представляет собой плазменно-пылевую систему [Голубь и др., 2012]. Таким образом, совместное исследование процессов конденсации газа полярных молекул и плазменно-пылевых процессов чрезвычайно актуально с точки зрения исследований и освоения Луны.

Работа выполнена по Программе 22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы», по Программе 5 фундаментальных исследований ОНЗ РАН «Наночастицы: условия образования, методы анализа и извлечения из минерального сырья», а также при поддержке РФФИ (проект № 12-02-00270-а), Совета по грантам Президента РФ (проект № НШ-203.2012.5) для поддержки ведущих научных школ.

Литература

Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В. и др. Плазменно-пылевая система в приповерхностном слое освещенной части Луны // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95, № 4. С. 198–204.

Дубинский А.Ю., Попель С.И. Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96, № 1. С. 22–28.

Киселев Ю.Н., Косарев И.Б., Поклад Ю.В. Формирование нанокластеров и их взаимодействие с окружающей средой в активных геофизических экспериментах // Нано- и микромасштабные частицы в геофизических процессах / Под. ред. В.В. Адушкина, С.И. Попеля: сб. научн. тр. М.: МФТИ, 2006. С. 123–133.

Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запыленной ионосфере // ЖЭТФ. 2005. Т. 127, № 1. С. 171–185.

Лапшин В.Б., Яблоков М.Ю., Палей А.А. Давление пара над заряженной каплей // ЖФХ. 2002. Т. 76, № 10. С. 1901–1903.

Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Образование микромасштабных частиц при активных экспериментах «Северная Звезда» // Нано- и микромасштабные частицы в геофизических процессах / Под. ред. В.В. Адушкина, С.И. Попеля: сб. научн. тр. М.: МФТИ, 2006. С. 116–122.

Kaifler N., Baumgarten G., Fiedler J., et al. Coincident measurements of PMSE and NLC above ALOMAR (69° N, 16° E) by radar and lidar from 1999–2008 // Atmospheric Chemistry and Physics Discussions. 2010. V. 10. P. 25081–25116.

Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., et al. Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole Using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // Science. 2010. V. 330, P. 483.

Popel S.I., A.A. Gisko, A.P. Golub', et al. Shock waves in charge-varying dusty plasmas and the effect of electromagnetic radiation // Phys. Plasmas. 2000. V. 7, No. 6. P. 2410–2416.

ЗАМЕТКИ НА ПОЛЯХ

А.В. Николаев

Иногда в ходе анализа того или иного произведения (в широком смысле этого слова: при чтении книги, статьи, прослушивании доклада) возникают некоторые замечания, размышления, выходящие за рамки анализируемого произведения и имеющие подчас обобщающие значения. Это, так называемые, «заметки на полях».

В частности, в процессе обсуждения доклада С.А. Королева при защите им кандидатской диссертации член-корреспондент РАН Алексей Всеволодович Николаев затронул некоторые проблемы создания сейсмологической аппаратуры, представляющие, на наш взгляд, интерес и для геофизики в целом. Поэтому редакция, с согласия автора, считает целесообразным опубликовать стенограмму выступления А.В. Николаева с небольшими пропусками, относящимися к конкретным характеристикам защищаемой диссертации.

О текущих проблемах при создании аппаратуры для сейсмических наблюдений

Задача экспериментальной сейсмологии и, вообще говоря, геофизики в широком смысле, это задача мониторинга. Что такое мониторинг? Это выявление непрерывных изменений, происходящих в земной коре. В основе аппаратных требований стоит требование высокой временной устойчивости. Временная устойчивость и неустойчивость проявляются с разных сторон. Во-первых, у нас меняются геофизические поля, которые окружают сейсмостанцию: и температура, и электрическое поле, и электромагнитное поле, и магнитное поле, и т.п. Но, прежде всего, давайте начнём с нелинейных искажений. Нелинейные искажения проявляются тоже с разных сторон.

Прежде всего, сам прибор нелинейный, пружины нелинейны, на которых маятник подвешен. Есть и другие факторы. Воздух не откачан, значит, у нас есть циркуляция воздуха (тоже такая сложная). Это раз. Два – это процедура в станции самой. Дискретизация и квантование – это нелинейная операция. Что такое квантование? Это мы разбиваем на уровни, а дискретизация – по времени разбиваем. В итоге мы непрерывный сигнал заменяем ступенчатым сигналом. Это приводит к ошибке нелинейности. Эти ошибки равномерно распределены внутри уровней. Это хорошо изучено радиотехниками. Институт НИРФИ детально этим занимался. Но геофизики обычно действуют так, как в своё время была предложена методика, что должен быть ещё подсчёт по огибающей сигнала. И это до сих пор так сильно в нас вбито, что до сих пор сидит неприкосновенно.

Вместе с тем, очень интересные «хвосты» вот этой АЧХ. Ведь, если у нас очень низкий уровень сигнала, допустим, слева, в области низких частот, то нам не нужен низкочастотный приёмник. Мы можем просто поднять усиление на низкой частоте

и скорректировать запись. А если он без искажений, то нам вообще не нужен низкочастотный прибор (если отношение сигнал/помеха продлевает в сторону низких частот до 1 мГц). То же самое относится и к высокой частоте. Короче говоря, использование низкочастотных датчиков и низкочастотной малошумящей станции – это путь к регистрации и работе на низких частотах. А мы сейчас выбираем такой путь. Ставим станции REFTEK, допустим. Прекрасный прибор, но нужно найти ещё человека, который умеет их настраивать. А вместе с тем, аппаратным путём мы характеристики вытащили.

Теперь рассмотрим другую часть: вот этот «хвост» частотной характеристики справа – высокочастотную часть. Землетрясения местные имеют частоты 10 Гц в частотном спектре. Дело в том, что сигнал проходит через нелинейную среду, и появляются кратные частоты. Что такое кратные частоты? Это замечательная вещь. Во-первых, нелинейные характеристики среды это интересный объект для исследований. Во-вторых, это высокочастотный объект. В-третьих, изменения стандартного сигнала, который создаётся вибратором, очень хорошо видны именно на высокочастотных гармониках, гораздо лучше, чем на основном фоне. Никто этим не занимается. Геофизики занимаются нелинейными, а аппаратуры соответствующей нет. А приходится ей мерить. Как мы поверяем сейсмографы? Ставим на виброплатформу. Она тоже добавляет свои нелинейные. Кто их изучал – нелинейные? Платформа аттестована Госстандартом. А кто в Госстандарте этим занимался? Никто там этим не занимается. Я этим немножко занимаюсь, кто-то ещё этим немножко занимается. Короче говоря, мы на этих виброплатформах ничего не видим.

Возьмём сейсмостанцию, как прибор. Вообще, её характеристик должно быть очень много. У нас есть, так называемые, «косые» чувствительности. Это чувствительность горизонтальной компоненты к вертикальным колебаниям, вертикальной компоненты к горизонтальным колебаниям. Откуда берётся чувствительность к горизонтальным колебаниям у вертикальной компоненты? Никто не смотрел, как на перекрестиях пружины ходит центр тяжести. Если центр смещён, вертикальная компонента смещает маятник вверх или вниз, а в это время сбоку его толкает горизонтальная компонента. Возникает нелегко разрешимая статическая задача, чтобы понять какие особенно сильные колебания. При сильных колебаниях что происходит (то же самое на виброплатформах происходит)? Ведь никто ни разу не поставил горизонтальный прибор на вертикальную платформу.

Или наоборот – вертикальный прибор на горизонтальную платформу. Там другой эффект. Ну и, вообще, там неизвестно что происходит. Допустим, мы испытываем, как влияет температура на всё. Очень сильно. Это не только термометр нужен, но и приёмник электрического поля, магнитного поля, электромагнитного поля и т.д. Короче говоря, всё это очень сложно. Никто этим не занимается. А характеристик должно быть много: должны быть «косые» чувствительности все, должны быть «косые» чувствительности по отношению к высокочастотным нелинейным гармоникам. Они очень сильные. А мы вообще в эту область не суёмся, не смотрим, какая «косая» чувствительность ко второй гармонике, к третьей и т.д. с первого основного тона, допустим, 1 Гц.

Высокочастотная гармоника это источник информации для современной геофизики. Сейчас геофизика нацелена на выявление деликатных характеристик, которые меняются во времени. Что такое деликатные характеристики? Вы показывали результаты сейсмомониторинга проектируемой площадки Нижегородской АЭС. Замечательный эксперимент. По существующему положению у нас все атомные

станции должны быть обеспечены сейсмическим мониторингом. Значит, ваша аппаратура должна быть поставлена на всю жизнь. Если станцию рассчитывают на 50 лет, значит 50 лет она должна у вас работать. И должна быть временная стабильность соответствующая – раз. Ну и, кроме того, отовсюду лезут помехи. А сейчас такую же атомную станцию продали Белоруссии. Они строят такую атомную станцию, но у белорусов своя забота – им нужен мониторинг. В Белоруссии уже есть группа сейсмических станций на солевых шахтах, разработанная ими самими. Существует потенциальная опасность – переменная сейсмичность. Причём, известны сильные землетрясения, которые бывали на соляных карьерах. А сравнительно недалеко строится Белорусская атомная. Строится по точно тому же проекту, что и Нижегородская – просто взяли и перетащили. А я недавно разговаривал с белорусами. Они говорят, что сейсмику возьмём ту же самую, что и в Нижнем Новгороде, и применим. А я говорю: «Вы бы спросили у нас». А они говорят: «Мы спрашиваем ваш Росатом».

В общем, замкнутый круг – никому не нужны сравнения характеристик. Мы нуждаемся в том, чтобы у нас было много характеристик, чтобы продлить этот список за счёт громадной неизведанной части. Представьте себе биологию без микроскопа. Считайте, что вся геология держится на современной микроаналитической базе – «микроскопах» и т.д. Вот вы свой «микроскоп» сделали из этой самой группы. Замечательная вещь – группа.

Кстати, о группах два слова. Если у нас пишутся похожие сигналы, а их надо сравнивать, выявлять изменения, а изменения очень маленькие, то очень точно характеристики надо снимать. Как раз здесь и нужны ваши ухищрения со временем.

Кстати, о времени. Зачем мы сейчас берём спутниковый сигнал? У нас владеет временем Менделеево. Сейчас 16 знаков точность времени. Они мне звонили и говорят: «Мы не можем продать 16-й знак. Мы уже умеем. Где найти заказчика на 16-й знак? На 15-й знак мы нашли заказчика». Это первичный эталон. А есть вторичные эталоны. Они есть по крупным городам России и бывшего Советского Союза. Точные сигналы для метрологии берутся не из ГЛОНАССа или какого-нибудь спутника, а везутся в чемоданах на поезде. В чемодане на поезде везётся точное время. До сих пор у нас точное время – 9-й знак. 9-й знак это одна миллисекунда в год. Короче говоря, хорошо, конечно, эта маленькая штучка, чтобы брать сигнал со спутника. На самом деле, мы можем тут же выкинуть этот сигнал и просто заменить. Я не знаю, надо спросить, какими измерениями пользуются современные физики. Наверняка, там есть хорошие приборы. Для нас достаточно 11-го знака.

Два слова теперь о динамическом диапазоне станций. Ну, зачем нам 24 разряда? Кому они нужны? Никому не нужны. Их придумали для того, чтобы отсечь конкурентов. Вот вы не умеете ставить 24-х разрядный АЦП – у вас станции не будет. А вы умеете делать 15-и разрядные, ну и сидите с ними. Ну и давайте будем сидеть. Чем нам хуже? Особенно, если изучаем микросейсмы, кому нужен 15-й знак при изучении микросейсм. Вполне достаточно 10-и дБ. Ну, 12-и, ну, хорошо, давайте 40 дБ возьмём. Этого достаточно, чтобы изучать микросейсмы. Возьмём Нижний Новгород или Москву, или Белоруссию. Ну что нам удалённые землетрясения, которые происходят в Тихом океане или где-то? Зачем нам эти уровни? Тем более, эти уровни ещё неизвестно как в 24-х разрядной станции. Они сбиваются, группируются, они неравномерно разбиты. Никто не изучал эти станции. Ну, не знаю, может быть, кто-то и мерил. Тогда он должен знать лучше других, что эти уровни сбивы. Плохая характеристика, она нелинейная. Я частенько с этим вопросом сталкивался.

Теперь американцы предлагают 36-и разрядный АЦП. Ну, вообще, это никому не нужно. Вполне достаточно 15–16-и разрядов, на которых мы работали и работаем. А если мы решаем такую деликатную задачу: фон помех в районе Фукусимы, потом пришло страшное землетрясение. Ну и что? Давайте снимем количество разрядов, давайте сделаем дельта-модуляцию. Что такое дельта-модуляция? Это модуляция, где мы пишем просто приращение от одного к другому. Давайте сделаем чаще дискретизацию этого участка, тогда у нас мельче участочки получаются. Ну, зачем нам 24 разряда?..

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 3

Утверждено к печати

Компьютерная верстка: *М.В. Старшова*

Подписано к печати 00.00.2012
Формат . Бумага офсетная
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 00
Тираж 000 экз.
Тип. зак. № , Москва

Издательство ГЕОС
119017, Москва, Пыжевский пер., 7. к. 332
Тел./факс: (495) 959-35-16
e-mail: geos-books@yandex.ru
www.geos-books.ru